

OTTO SCHMIDBAUER

DK 538.221:621.318.32:621.395.625.3

Ferrite als Kernmaterial für Magnettonköpfe

Mitteilung aus dem Rundfunktechnischen Institut Nürnberg

In der Literatur wurde erstmalig von Herr [1] auf die vorteilhaften Eigenschaften der Ferrite für Magnettonköpfe hingewiesen. Die im Jahre 1951 verfügbaren Materialien, die in der Fernmeldetechnik als Spulen- und Übertragerwerkstoffe bereits mit bestem Erfolg Eingang gefunden hatten, erwiesen sich zunächst für die Verwendung als Kernmaterial in Magnettonköpfen als ungeeignet, da die Struktur der in einem Sinterprozeß hergestellten Kerne nicht homogen ist, sondern infolge eines aus technologischen Gründen in sehr geringen Mengen zu den magnetisch wirksamen Ausgangsmaterialien zugesetzten organischen Bindemittels eine gewisse Porosität besitzt. Während des Sinterprozesses zersetzt sich dieses und die dabei entstehenden Gase entweichen nicht völlig; auch ist es möglich, daß unmagnetische Einschlüsse zusätzlich die Homogenität stören, was zwar auf die magnetische Leitfähigkeit des Kernes in seiner Gesamtheit keinen merklichen Einfluß hat, jedoch für einen innigen magnetischen Kontakt mit dem Band, der insbesondere in Kantennähe wichtig ist, nachteilig ist. Außerdem wird selbst bei sorgfältiger Behandlung während des Schleif- und Polierprozesses das Ausbrechen mikroskopischer Teilchen nie ganz vermieden werden können. Es ist leicht einzusehen, daß sich dieser mangelhafte Kontakt bei kleinen Wellenlängen ungünstig auswirken wird.

Lösch- und Sprechköpfe

Über die Verwendung von Ferriten für Löschköpfe liegen bereits günstige Erfahrungen vor [2]. Die Struktur des Materials spielt hierbei eine untergeordnete Rolle; eine etwas rauhe Oberfläche kann sogar vorteilhaft sein, weil dadurch die störende Aufzeichnung der Löschfrequenz erheblich vermindert wird.

Das Verhalten der Ferrite in Sprechköpfen ist weniger übersichtlich, so daß sich nur qualitative Aussagen machen lassen. Eine Oberflächen- und Kantenrauigkeit oder -porosität führt zu einer Verschlechterung der Aufzeichnung kleiner Wellenlängen, doch spielen noch andere Faktoren — vor allem die relativ niedrige Sättigungsinduktion der Ferrite — eine Rolle. Infolge der Vielzahl der

für den Aufsprechvorgang maßgebenden Parameter lassen sich nur sehr schwer verbindliche Werte angeben. Man darf wohl die Auffassung vertreten, daß das Vormagnetisierungsfeld bei Ferriten mit dem Feld der Modulation seiner Verteilung nach übereinstimmt, was bei Mumetallkernen infolge der Wirbelstrombildung trotz Lamellierung kaum der Fall ist, wenn man auch bei einer Analyse des Aufsprechvorganges einen solchen Effekt vernachlässigt.

Ferrite bieten für kleine transportable, batteriebetriebene Tonbandgeräte als Kernmaterial bei Löschköpfen infolge ihrer vernachlässigbaren Wirbelstromverluste erhebliche Vorteile; andererseits begrenzen wiederum die u. U. nicht geringen Hystereseverluste die erzielbare Löschinduktion. Man ist dann gezwungen, zu besonderen Konstruktionen überzugehen (Benutzung eines zweifachen Spaltes, so daß Doppellöschung erfolgt) [2]. Man kann auch durch entsprechende Verringerung des Kernvolumens die Verluste bei gleicher Spaltinduktion herabsetzen. Im folgenden soll nun der Versuch gemacht werden, einen Weg aufzuzeigen, der es gestattet, das magnetisch wirksame Rauigkeitsmaß, insbesondere von Hörköpfen, durch eine Vergleichsmessung zu bestimmen.

Hörköpfe, Spaltverbreiterung

Bei einem sauber gefertigten Wiedergabekopf aus hochpermeablem Kernmaterial und der geometrischen Spaltbreite s läßt sich für den vom Band mit dem remanenten Kurzschlußfluß $\Phi(\lambda)$ im Hörkopf induzierten Nutzfluß Φ unterhalb der ersten Nullstelle mit guter Näherung angeben

$$\Phi = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi s / 0,88 \lambda}{\pi s / 0,88 \lambda} \quad (1)$$

Darin ist η der infolge Wirbelstrombildung im Kern frequenzabhängige Wirkungsgrad. Er bestimmt sich aus dem Verhältnis des magnetischen Leitwerts des von der Wicklung umschlungenen Kerns zur Summe aus diesem und dem Leitwert des Spaltes. Die einfachste Ermittlung der Frequenzabhängigkeit erfolgt durch Einspeisung einer magnetomotorischen Kraft am Spalt mit Hilfe einer durch konstanten Strom erregten kleinen Schleife und Bestimmung der Abweichung der in der Wicklung induzierten Spannung von der Proportionalität mit der Frequenz. Gleichzeitig wird dadurch auch eine infolge der Resonanzwirkung der Hörkopf-induktivität mit Wicklungs- und Schaltkapazitäten entstehende Resonanzwirkung erfaßt. Der Absolutwert von η ist nicht sehr einfach zu bestimmen [3]. Er wird um so größer, je kleiner die Spalttiefe ist; aus Gründen der Standfestigkeit gegenüber dem unvermeidlichen Abschleiß durch das Band kann man diese nicht beliebig klein machen, wenn man nicht häufig — insbesondere bei hohen Bandgeschwindigkeiten — den Kopf auswechseln will.

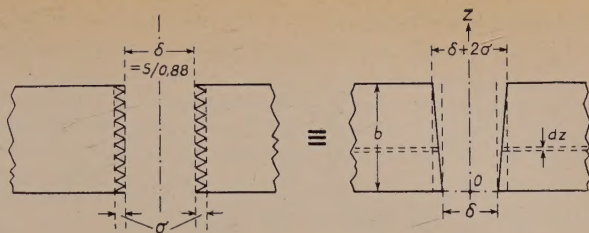
Den Wert $s/0,88$ nennt man die scheinbare Spaltbreite und schreibt dafür δ ; für $\lambda_{01} = \delta$ ergibt sich die erste Nullstelle, d. h., bei einer Bandgeschwindigkeit v ist die erste Nullfrequenz

$$f_{01} = v/\lambda_{01} = v/\delta = 0,88 \cdot v/s \quad (2)$$

Durch Bestimmung der ersten Nullfrequenz erhält man die scheinbare Spaltbreite mit sehr großer Genauigkeit [3] und hat damit auch eine Kontrolle, wenn die Dicke der Spalteinlage genau bekannt ist, ob noch irgendwelche, z. B. nicht-metallische Schichten wie Oxyd oder Fett, den Spalt beim Zusammenbau mechanisch verbreitert haben.

Es seien nun die Verhältnisse bei einem Hörkopf aus Ferrit betrachtet. Rein schematisch kann man die magnetische Rauigkeit σ des Materials etwa in der

Abb. 1. Spaltverformung infolge der Rauigkeit, dargestellt durch trapezförmigen Spalt



Form darstellen, daß man an Stelle der glatten Kanten sägezahnförmige Linien annimmt. Die Breite des Kopfes sei b und die Tiefe der Sägezähne σ . Als Spaltbreite sei der Einfachheit halber der scheinbare Wert δ angenommen. Es ist leicht einzusehen, daß ein solches Gebilde in seiner Wirkung ersetzt werden darf durch einen Spalt symmetrischer Trapezform, dessen Grundlinie gleich δ und dessen andere Grundlinie gleich $\delta + 2\sigma$ ist bei einer Höhe von b (Abb. 1). Diesen Kopf kann man als magnetische Parallelschaltung unendlich vieler Einzelköpfe der Breite dz und der jeweiligen scheinbaren Spaltbreite $\delta + 2\sigma \cdot z/b$ betrachten. Für den Nutzfluß dieses Kopfes erhält man dann

$$\Phi = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot 1/b \cdot \int_0^b \frac{\sin \pi/\lambda (\delta + 2\sigma/b \cdot z)}{\pi/\lambda (\delta + 2\sigma/b \cdot z)} \cdot dz \quad (3)$$

und nach Integration

$$\Phi = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\text{Si} [\pi/\lambda (\delta + 2\sigma)] - \text{Si} (\pi \delta/\lambda)}{2\pi \sigma/\lambda}$$

Führt man ein $\delta + \sigma = \delta'$, dann kann man schreiben

$$\Phi = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\text{Si} (\pi \delta'/\lambda + \pi \sigma/\lambda) - \text{Si} (\pi \delta'/\lambda - \pi \sigma/\lambda)}{2\pi \sigma/\lambda} \quad (4)$$

Da nun σ stets hinreichend klein gegen δ ist, läßt sich für den Integralsinus der Summe bzw. Differenz die *Taylor*-Entwicklung anschreiben, die, nach dem dritten Glied abgebrochen, ergibt

$$\text{Si} (x \pm a) \approx \text{Si} (x) \pm a \cdot \frac{d \text{Si} (x)}{dx} + \frac{a^2}{2} \cdot \frac{d^2 \text{Si} (x)}{(dx)^2}$$

Da $\frac{d \text{Si} (x)}{dx} = \frac{\sin x}{x}$, läßt sich für (4) schreiben

$$\Phi \approx \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi \delta'/\lambda}{\pi \delta'/\lambda} \quad (5)$$

Das heißt aber, es tritt durch die als Sägezahn dargestellte Porosität mit der „Porentiefe“ = Rauigkeit σ eine zusätzliche Vergrößerung der scheinbaren Spaltbreite um dieses Rauigkeitsmaß auf. Durch Bestimmung der ersten Nullfrequenz erhält man also δ' und, da $\delta = s/0,88$, auch σ selbst. In dem derart ermittelten Wert sind jedoch auch zusätzlich die unvermeidbaren Fremdschichten im Spalt enthalten, so daß diese Methode der Rauigkeitsbestimmung nicht sehr zuverlässig erscheint. Deshalb wird noch ein anderes Verfahren betrachtet.

Abstandsvergrößerung

Für die schematische Darstellung des Kontaktes mit dem Band am Spiegel sei die Rauigkeit durch eine Vielzahl kleiner Pyramiden mit der durchschnittlichen Höhe σ dargestellt. Das Band berührt dann nur einen relativ kleinen Teil der Pyramidenspitzen, so daß man einen mittleren — allerdings sehr kleinen — Abstand ε von diesen annehmen darf (Abb. 2).

Bei einem Abstand y zwischen Band und (glattem) Kopf ergibt sich unter Berücksichtigung der angenäherten Spaltfunktion [4]

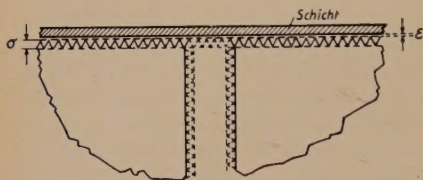


Abb. 2. Mangelhafter magnetischer Kontakt infolge der Rauigkeit

$$\Phi_y = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi \delta / \lambda}{\pi \delta / \lambda} \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot y}$$

$$\text{oder mit } \omega = 2\pi f = 2\pi v / \lambda$$

$$\Phi_y = \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi f / f_{01}}{\pi f / f_{01}} \cdot e^{-\frac{\omega}{v} y} \quad (6)$$

In unserem Fall kann man nun annehmen, daß sich der Nutzfluß ergibt als der arithmetische Mittelwert für alle Abstände zwischen $y = \varepsilon$ und $y = \sigma + \varepsilon$.

Deshalb darf man schreiben

$$\begin{aligned} \Phi_y &= \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi f / f_{01}}{\pi f / f_{01}} \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot \int_{\varepsilon}^{\sigma + \varepsilon} e^{-\frac{\omega}{v} y} \cdot dy \\ &= \Phi(\lambda) \cdot \eta \cdot \frac{\sin \pi f / f_{01}}{\pi f / f_{01}} \cdot e^{-\frac{\omega}{v} \varepsilon} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{\omega}{v} \sigma}}{\frac{\omega}{v} \sigma} \end{aligned} \quad (7)$$

Bestimmung der Rauigkeit

Bei einigen Köpfen wurde nun unter Zugrundelegung der Beziehung (7) die Rauigkeit durch Vergleich mit einem Mumetallkopf bestimmt, von dem angenommen werden durfte, daß er sehr exakt gearbeitet war. Durch Eliminieren seiner Spaltfunktion und seiner frequenzabhängigen Verluste konnte $\Phi(\lambda) \cdot \text{const}$ mit großer Genauigkeit ermittelt werden; ebenso sorgfältig wurde dann die erste Nullfrequenz des jeweils untersuchten Ferrithörkopfes und seiner frequenzabhängigen Verluste gemessen. Auf diese Weise konnte dann der Verlauf der für den Kopf charakteristischen Funktion

$$e^{-\frac{\omega}{v} \varepsilon} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{\omega}{v} \sigma}}{\frac{\omega}{v} \sigma}$$

ermittelt werden.

Da bei niedrigen Frequenzen — also großen Wellenlängen — der erste Faktor praktisch gleich 1 gesetzt werden darf, braucht in diesem Bereich nur der zweite berücksichtigt zu werden, wodurch σ grafisch berechnet werden kann. Die bei hohen Frequenzen noch verbleibende Abweichung ist dann auf den ersten Faktor zurückzuführen und gestattet somit die Ermittlung von ε .

Bei Hörköpfen aus „Ferroxcube“ (Material IIIA, etwa aus der Zeit Ende 1952) wurde nach diesem Verfahren für σ ein Wert von etwa $6\text{ }\mu\text{m}$ und für ε etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ ermittelt, woraus der Schluß gezogen wurde, daß das Material nichtmagnetische Einschlüsse oder auch Lunker und Poren in der Größenordnung von etwa $6\text{ }\mu\text{m}$ aufwies. Später stand ein Hörkopf aus „Siferit“ ($\mu_a = 2000$) zur Verfügung, der in gleicher Weise untersucht wurde. Bei diesem betrug der Abfall gegenüber dem „idealen“ Hörkopf bei $15\,000\text{ Hz}$ und $v = 38,1\text{ cm/s}$ etwa $2,5\text{ db}$, was einem Wert von $\sigma = 2,9\text{ }\mu\text{m}$ und $\varepsilon = 0$ entspricht. Bei den früher untersuchten Köpfen war dieser Abfall etwa 8 db ; sie schienen daher höchstens für eine Bandgeschwindigkeit von $76,2\text{ cm/s}$ tauglich und wurden auch für die Bandprüfung verwendet.

Es ist nun kaum anzunehmen, daß die Porosität der Ferrite in Zukunft noch wesentlich verkleinert werden kann, so daß bei Verwendung von Ferriten als Kernmaterial stets mit einem gewissen Verlust bei kleinen Wellenlängen gerechnet werden muß und im Wiedergabekanal eine zusätzliche Anhebung der Höhen erforderlich wird. Die extrem hohe Standfestigkeit gegen Abschleiß gestattet jedoch, den Wert von η auf einen Höchstwert dadurch zu bringen, daß man die Spalttiefe gegenüber dem Mumetallkopf noch verkleinern kann, da Beschädigungen der Spaltform praktisch nur durch Ausbrechen der Kanten möglich ist. Hiergegen kann auch eine große Spalttiefe nicht schützen.

Hinsichtlich der Verwendung von Ferritköpfen bei kleinen Bandgeschwindigkeiten — etwa in kleinen kommerziellen Tonbandgeräten — muß allerdings die Tatsache berücksichtigt werden, daß eine kleine Bandgeschwindigkeit den Verschleiß von Mumetallköpfen — gleichen Andruck des Bandes vorausgesetzt — entsprechend vermindert, so daß es durchaus angebracht sein kann, von der Verwendung von Ferritköpfen abzusehen, nicht zuletzt wegen ihres höheren Preises infolge der größeren Fertigungskosten. Eine sichere Zukunft haben sie jedoch bei mittleren und hohen Bandgeschwindigkeiten, da der praktisch fehlende Abschleiß nicht allein das Auswechseln der Köpfe erspart, sondern auch die noch viel häufiger notwendige Einmessung der Geräte entsprechend dem Abschleißzustand der Mumetallköpfe.

Eine wesentliche Bedeutung werden Ferritköpfe sicher in der Magnetton-Filmtechnik erlangen, da hier wegen der größeren Steifigkeit des perforierten Filmbandes zur Erzielung einwandfreien Kontaktes mit den Köpfen ein größerer Andruck notwendig ist, der die Lebensdauer von Mumetallköpfen teilweise auf weniger als 100 Betriebsstunden senkt.

Zusammenfassung

Es werden neben den Vorteilen der Ferrite als Kernmaterial für Magnettonköpfe die Nachteile gezeigt, die durch die Struktur bedingt sind. Eine Methode zum Bestimmen der Rauigkeit von Ferritköpfen wird angegeben. Abschließend werden die Hauptanwendungsgebiete und die Grenzen der zweckmäßigen Verwendung dargelegt.

Schrifttum

- [1] R. Herr: „Mixed Ferrites for Recording Heads“. Electronics [1951], H. 4, S. 124 ... 125.
- [2] R. Cruel: „Entwicklungsbericht über Ferritmagnettonköpfe“. Technische Hausmitteilungen des NWDR, März/April 1953.
- [3] H. Schiesser u. O. Schmidbauer: „Beitrag zur Normung der Magnettonbänder“. Frequenz Bd. 6 [1952], H. 8, S. 222 ... 229.
- [4] O. Schmidbauer: „Das Feld des harmonisch magnetisierten Tonbandes“. Frequenz Bd. 6 [1952], H. 10, S. 281 ... 290 und H. 11, S. 319 ... 324.

Über die Beseitigung von Echoerscheinungen an Mehrspur-Magnet-Tongeräten

Mitteilung aus dem Laboratorium der Firma W. Assmann, Bad Homburg v. d. H.

Das sogenannte Echo bei Schallaufnahmegeräten ist eine bekannte Erscheinung und tritt u. U. auch bei normalen, im Schneidverfahren hergestellten Schallplatten, vorwiegend aber bei Magnetband- oder Drahtgeräten und bei solchen mit plattenförmigen, magnetisierbaren Tonträgern auf. Es äußert sich in der Weise, daß in den Sprachpausen ein besonders starker vorhergelaufener oder folgender Klangeindruck mehr oder weniger laut hörbar wird. Man bezeichnet diese Erscheinung, deren Ursache nach Gerätetyp und Verfahren verschieden ist, mit Vor- bzw. Nachecho oder Kopiereffekt.

Während das Echo bei den geschnittenen Schallplatten durch Anschneiden der benachbarten Rillen während der Aufnahme verursacht wird, entsteht es bei Magnetband- und Drahtgeräten durch ein nachträgliches Kopieren der übereinandergewickelten Tonträgerwindungen. Dieser Kopiereffekt ist also neben den mechanischen Eigenarten des Tonträgers (Draht, Ein- oder Zweischichtband) in hohem Maße von den magnetischen Eigenschaften des Trägers abhängig, und zwar von seiner Koerzitivkraft und seiner Remanenz, also seiner Fähigkeit, sich Fremdfeldern zu widersetzen und eine einmal angenommene Magnetisierung beizubehalten.

Ganz anders liegt aber der Fall bei Mehrspurgeräten (z. B. Bandgeräten für Stereoaufnahmen, Vielkanalaufnahmegeräten oder magnetisierbaren Schallplatten, Folien, Manschetten usw.). Hier entsteht offenbar das Echo nicht allein durch Kopieren zweier benachbarter Tonspuren und vor allem auch nicht durch Übersprechen während der Aufnahme, sondern erst bei der Wiedergabe durch magnetische Beeinflussung des Hörkopfes, wenn eine besprochene Tonspur (Nachbarbahn) an diesem nahe vorbeigeführt wird. Zusätzlich kann natürlich bei Mehrspur-Bandgeräten noch der oben erwähnte Kopiereffekt auftreten.

Um unter Ausschaltung des Kopiereffektes zu prüfen, ob das Übersprechen beim Abhören oder beim Aufsprechen eintritt, wurden verschiedene Messungen an einem „Dimafon“, das sich schallplattenförmiger Tonträger mit Führungsrillen bedient, vorgenommen.

Bei der Durchführung der Untersuchungen wurde zunächst ein Ton von 250 Hz mit 23 cm/s Laufgeschwindigkeit (größter Plattenumfang) in eine einzelne Rille aufgesprochen und die Wiedergabe mit einem Neumannschreiber registriert. Die in der Abb. 1 dargestellte Registrierkurve¹⁾ ist von rechts nach links zu betrachten. Die eingezeichneten parallelen Linien der Amplitudenskala sind jeweils 5 db voneinander entfernt. Nimmt man die Maximalamplitude bei der besprochenen Rille mit 0 db an, so ergibt sich beim Abspielen zunächst ein Grundgeräusch von —35 db. In der der besprochenen Rille vorlaufenden Nachbarrille ist dann ein Übersprechen von —23 db vorhanden, worauf die besprochene Rille mit 0 db folgt. Es schließen sich die andere Nachbarrille mit —20 db und dann wieder

¹⁾ Die Zacken der registrierten Kurven entstanden in der Hauptsache durch unvermeidliche Unregelmäßigkeiten des Tonträgermaterials und sind mit dem Ohr nicht wahrnehmbar.

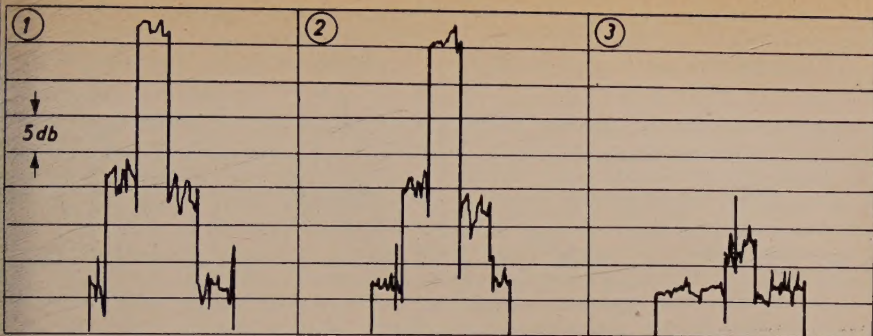


Abb. 1. Registrierung eines
in eine Rille aufgesprochenen
250-Hz-Tones

Abb. 2. Registrierung nach
der Löschung der beiden
Nachbarrillen

Abb. 3. Abermalige Regi-
strierung nach Löschung der
besprochenen Rille

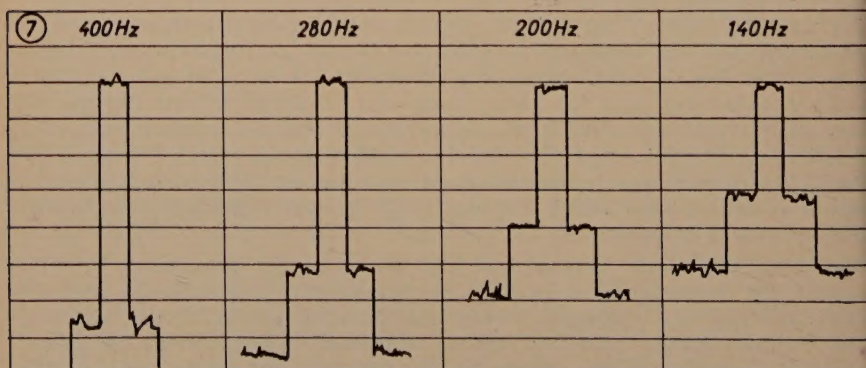
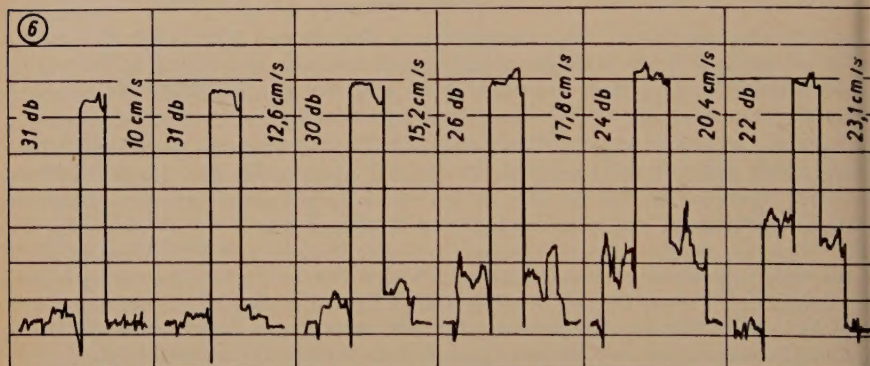
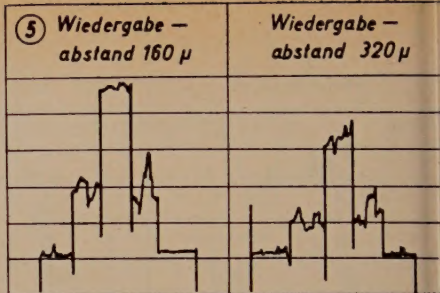
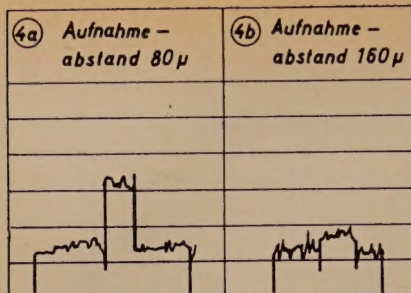
das Grundgeräusch an. Die verschiedenen Werte des Vor- und Nachechos dürften auf einseitiges Anliegen des Magnetpolschuhes an den ebenfalls magnetisierbaren Führungsdamm zurückzuführen sein. Bei den folgenden Betrachtungen wurde das Mittel beider Werte angenommen.

Man kann nun die Magnetschallplatten rillenweise löschen, indem man dem Sprechkopf eine Löschfrequenz (z. B. 15 kHz) genügender Amplitude zuführt. Dieses Verfahren wurde für die beiden der besprochenen Rille benachbarten Rillen durchgeführt und die Aufnahme anschließend erneut registriert (Abb. 2). Die Messung zeigt, daß das Übersprechen der Nachbarrillen noch in gleicher Lautstärke vorhanden ist. Anschließend wurde die besprochene Rille gelöscht (unter Ausschluß der Nachbarrillen) und die Aufnahme abermals registriert. Eindeutig zeigt sich jetzt, daß die besprochene Rille um etwa 27 db gedämpft wurde und die Nachbarrillen keine Modulation mehr führen.

Wäre die Modulation der Nachbarrillen durch Übersprechen bei der Aufnahme entstanden, so müßte sie nach der Löschung dieser beiden Rillen (Abb. 2) verschwunden sein bzw. bei Löschung der Hauptrille (Abb. 3) noch voll erscheinen. Beide Messungen zeigen jedoch das Gegenteil.

Zur weiteren Prüfung der äußerst geringen Ausbreitung des Magnetfeldes am Aufnahmespalt des Tonkopfes wurden Aufnahmen bei verschiedenen Entfernungen des Kopfes vom Tonträger durchgeführt. Abb. 4 zeigt Aufnahmen für einen Abstand von $80\ \mu$ bzw. $160\ \mu$, wobei die Wiedergabe ohne Kopfabstand durchgeführt wurde, während Abb. 5 eine normale Aufnahme (wie Abb. 1) zeigt, die mit verschiedenen Tonkopfabständen wiedergegeben wurde (Abstände 160 und $320\ \mu$). Aus diesen Aufnahmen sieht man, daß ein Abstand von $160\ \mu$ bei der Wiedergabe einen Abfall von nur 12 db, bei der Aufnahme jedoch einen solchen von 32 db verursacht.

Der Grund für dieses verschiedenartige Verhalten der Streufelder bei Aufnahme bzw. Wiedergabe ist in den unterschiedlichen Permeabilitätswerten des Tonkopfes und des Tonträgers und in den verschiedenen bei diesen auftretenden Kraftlinienlängen zu suchen. Bei der Aufnahme entsteht infolge der geometrischen Abmessungen des Tonkopfes nur ein sehr eng begrenztes Streufeld in der Nähe des Spaltes (Länge etwa $10 \dots 20\ \mu$), das, wie der Versuch zeigt, schon bei einer Entfernung von $80\ \mu$ um 25 db gedämpft wird. Anders dagegen



verhalten sich die auf dem Tonträger aufgezeichneten Felder, die beispielsweise bei der hier durchgeführten Messung Ausmaße von 0,5 bis 1 mm annehmen und jeden möglichen benachbarten magnetisch gut leitenden Nebenschluß (Tonkopf) durchfluten.

Eine magnetische Aufzeichnung kann man sich auf dem Tonträger aus kleinen Stabmagneten zusammengesetzt vorstellen, deren Länge bei gleichen Tonträgergeschwindigkeiten von der Frequenz abhängt. Jeder dieser Stabmagneten erzeugt ein seiner Länge entsprechendes Kraftfeld, das aus dem Tonträger austritt und dessen Wirkung mit zunehmender Frequenz abnimmt. Daraus folgt, daß auch das Übersprechen von der Länge des aufgezeichneten Feldes abhängig sein muß, d. h., es muß bei konstanter Tonträgergeschwindigkeit mit abnehmen der Frequenz zunehmen bzw. bei konstanter Frequenz mit der Tonträgergeschwindigkeit ansteigen. Der Anstieg erfolgt bei den hier interessierenden und betrachteten Kraftlinienlängen und Rillenabständen (0,55 mm) nicht proportional, sondern annähernd quadratisch. Das bedeutet, daß das Übersprechen bei konstanter Frequenz vervierfacht wird, wenn man die Tonträgergeschwindigkeit verdoppelt, bzw. daß beispielsweise die Frequenz 200 Hz bei gleicher Tonträgergeschwindigkeit einen vierfachen Übersprechwert erreicht wie die Frequenz 400 Hz. Abb. 6 und 7 zeigen das Ergebnis dieser Messungen in anschaulicher Weise.

Abb. 6 zeigt das Übersprechen bei konstanter Frequenz (250 Hz) und verschiedenen Laufgeschwindigkeiten, die sich bei den verschiedenen Plattendurchmessern ergeben. Die sechs Messungen wurden bei Geschwindigkeiten von 23,1, 20,4, 17,8, 15,2, 12,6 und 10 cm/s ausgeführt, wobei die Registrierung wieder von rechts nach links erfolgte. Dabei ergaben sich Übersprechdämpfungen von 22, 24, 26, 30, 31 und nochmals 31 db, wobei zu bemerken ist, daß die beiden letzten Werte durch Störgeräusche gefälscht erscheinen. Dividiert man die größte Geschwindigkeit 23,1 cm durch $\sqrt{2}$, so erhält man die Geschwindigkeit von 16,4 cm/s, bei der die Übersprechdämpfung um 6 db, also auf 28 db ansteigt. Diese Geschwindigkeit wurde zwar nicht gemessen, liegt aber zwischen Messung 3 und 4 nach Abb. 6. Bei der halben Geschwindigkeit von 23 cm/s, also 11,5 cm/s, müßte sich demnach eine Dämpfung von $22 + 12 = 34$ db ergeben. Diese ist wegen des hierbei aufgetretenen Störpegels nicht mehr nachweisbar, da das Übersprechen bereits im Rauschpegel (31 db) verschwindet.

Abb. 7 zeigt das Übersprechen für die Frequenzen 140, 200, 280 und 400 Hz bei einer Aufnahmegeschwindigkeit von 23 cm/s. Diese Aufnahmen wurden, um die Messung nicht durch Störgeräusche zu beeinflussen, unter Verwendung eines Filters durchgeführt. Auch hier ist die ungefähr quadratisch zunehmende Übersprechdämpfung (jeweils 6 db) nachweisbar.

Die Messungen nach Abb. 6 und 7 zeigen also, daß sowohl die Erweiterung des Frequenzbereichs nach unten, als auch die Erhöhung der Geschwindigkeit bei den hier interessierenden Kraftlinienlängen das Übersprechen in beiden Fällen annähernd quadratisch zunehmen lassen.

Es hat nun nicht an Vorschlägen gefehlt, dieses Übersprechen, das man bei besonders engen und relativ kleinen Tonträgern mit langer Laufzeit ohne Kompromisse nicht vermeiden kann, zu beseitigen. In einer deutschen Patentanmeldung²⁾ ist z. B. vorgeschlagen worden, zwischen den magnetisierbaren Ton-

²⁾ 42g 10/02 Magnetogrammträger mit Führungseinrichtung, M 938, vom 12. 12. 1949, ausgelegt am 23. 11. 1950.

spuren unmagnetische, gut leitende Dämme, z. B. aus Kupfer, anzubringen, um das Übersprechen bei der „Aufnahme“ zu verhindern. Abgesehen von der praktischen Undurchführbarkeit dieses Vorschlages (ausgenommen vielleicht bei einem walzenförmigen Tonträger), ist hier nicht die wahre Ursache des Übersprechens erkannt worden. Die bei der Aufnahme seitlich am Spalt auftretenden Streufelder sollten in diesen Dämmen durch Wirbelstrombildung kompensiert werden. Aus den obigen Ausführungen geht jedoch hervor, daß diese Felder räumlich so eng begrenzt sind, daß sie keine schädlichen Wirkungen auf die Nachbarrillen ausüben können. Das Übersprechen bei der Wiedergabe kann durch diese Maßnahme jedoch nicht behoben werden, da die auf dem Tonträger aufgezeichneten störenden Felder dem Damm gegenüber ruhen, diesen also ungestört durchdringen können.

Es sind u. a. sägezahnartige Rillenprofile vorgeschlagen worden, die übersprechfrei sein sollen. Hier wurde jedoch auch nicht berücksichtigt, daß nur die räumlich weit ausgebreiteten Störfelder des besprochenen Tonträgers für das Übersprechen verantwortlich sind. Falls durch das unsymmetrische Rillenprofil tatsächlich die eine Seite ein geringeres Übersprechen verursachen sollte, so wird es von der anderen Nachbarrille her entsprechend größer.

Unter der Voraussetzung einer bestimmten, zulässigen und für jeden Zweck natürlich verschiedenen Übersprechdämpfung und eines ebenfalls von Fall zu Fall festzulegenden Frequenzganges gibt es demnach nur drei Maßnahmen, um die Laufzeit bei gleicher Fläche des Tonträgers zu erhöhen.

1. Herabsetzung der Trägergeschwindigkeit unter Verwendung von Magnetmaterialien mit besserer Wiedergabe der hohen Frequenzen und größerer Allgemeinempfindlichkeit. In dieser Hinsicht ist von den Magnetbandherstellern in den letzten Jahren Erhebliches geleistet worden, z. B. LGS-, FS-, ZS-Band.
2. Verringerung der Tonspurbreite, ebenfalls unter Voraussetzung verbesserten Trägermaterials. Dies ist jedoch mit Rücksicht auf Abschleiß der Polschuhe und Betriebssicherheit nur mit geringen Aussichten möglich. Der Gewinn an Laufzeit ist bei dieser Maßnahme sehr gering, da die zwischen den Tonspuren liegenden unbesprochenen Bahnen in der Breite nicht verringert werden dürfen.
3. Einführung einer konstanten Umfangsgeschwindigkeit bei Verwendung plattenförmiger Tonträger, um vor allem das Übersprechen am Außenrand herabzudrücken. Dieser Weg wurde zum Beispiel bei der Konstruktion des dänischen Diktiergerätes Rex-Recorder beschritten.

Welche dieser Maßnahmen in Zukunft praktisch durchgeführt werden, muß dem Konstrukteur überlassen bleiben, wobei zu beachten ist, daß jahrelang eingeführte und bewährte Normen mit Rücksicht auf den Benutzer des Gerätes nur im Notfall geändert werden sollten.

Zusammenfassung

An Hand von Messungen und Überlegungen wird nachgewiesen, daß das sogenannte Echo bei Vielspurmagnettongeräten nicht bei der Aufnahme, sondern bei der Wiedergabe entsteht. Die für das Übersprechen maßgebenden Beziehungen zwischen der aufgesprochenen Frequenz, der Laufgeschwindigkeit und dem Tonspurabstand werden untersucht und Hinweise für die weitere Entwicklung gegeben.

Elektronischer Lichtmarkengeber, ein neues Gerät für Fernsehstudios und -reportageanlagen

Mitteilung aus dem Laboratorium der Fernseh GmbH-Darmstadt

Inhaltsangabe: Es wird ein kleines, leicht transportables Ergänzungsgerät beschrieben, welches die Einblendung einer Markierung in Form einer Lichtmarke in das Bild einer laufenden Fernsehsendung ermöglicht. Die Lage dieser Lichtmarke ist während der Sendung innerhalb des Bildfeldes allseitig verschiebbar. Formmöglichkeiten verschiedener Lichtmarken werden diskutiert.

Bei der Vorführung bzw. Übertragung detailreicher Bilder, wie Diapositive von mikroskopischen Objekten, technischen Zeichnungen, Sportreportagen oder Fernsehsendungen ist es häufig wünschenswert, die jeweils von einem Ansager besprochenen Teile des Bildes durch eine Lichtmarke besonders kenntlich zu machen. Dies ist nicht nur für den Sprecher eine Erleichterung seines Vortrages, sondern es trägt auch erheblich zu einem besseren Kontakt mit dem Zuschauer bei. Dazu kommt eine gewisse Belebung eventuell ruhender Objekte durch die Bewegung der Lichtmarke.

Es wurden bereits Vorschläge für die Erzeugung eines verschiebbaren Markierungspunktes für Fernsehbilder gemacht. Einer dieser Vorschläge besteht darin, im Strahlengang eines Lichtstrahlabtasters eine beliebig verschiebbare Blende in Form eines Pfeiles anzuordnen. Nachteile dieser Anordnungen sind, daß der Sprecher sich unmittelbar am Abtaster befinden muß und der Markierungspfeil immer bis an den Bildrand reicht und dadurch Teile des Bildes verdeckt.

Zweckmäßiger ist es, den Markierungspunkt elektronisch zu erzeugen, damit er an jeder Stelle des Übertragungskanal in das Bildsignal eingesetzt werden kann. Es bietet sich damit die Möglichkeit, z. B. bei Gemeinschaftssendungen einen Sprecher einzusetzen, der an irgend einer Stelle der Übertragungskette, die sich beliebig weit von der Aufnahmestelle entfernt befinden mag, auf bemerkenswerte Teile des Bildes durch eine Lichtmarke hinweisen kann.

Auch ein Gerät dieser Art ist bereits aus der amerikanischen Fernsehtechnik bekannt. Es wird hierbei eine Impulsfolge erzeugt, die bei Überlagerung mit dem Fernsehsignal auf dem Bildschirm als Rechteck erscheint. Dieses Verfahren hat jedoch den Nachteil, daß nur Objekte genau markiert werden können, die auf dem Bildschirm in erheblicher Größe erscheinen. Bei hochwertigen Fernsehbildern ist aber der Detailreichtum so groß, daß eine Markierung mit einem Rechteck nicht mehr genügt.

Im folgenden wird ein Gerät zur Erzeugung eines verschiebbaren Markierungspunktes auf dem Bildschirm eines Fernsehempfängers beschrieben, das unabhängig von bisherigen Vorschlägen in den Laboratorien der *Fernseh GmbH-Darmstadt* entwickelt wurde. Dabei ergab sich folgende Aufgabenstellung:

1. Die Erzeugung der Lichtmarke soll voll elektronisch erfolgen, ebenso die Eintastung in das jeweils übertragene und gesendete Bild.
2. Die Lichtmarke muß an jeder Stelle auf dem Bildschirm erscheinen können, d. h. sie muß sich beliebig außerhalb der horizontalen und vertikalen Austastlücken verschieben lassen.

3. Die Lichtmarke soll die Details des beschriebenen Bildinhalts noch sichtbar erscheinen lassen.
4. Die Form der Lichtmarke soll dem Auge gefällig und so beschaffen sein, daß eine eindeutige Markierung erfolgt.
5. Es soll ein Steuerorgan vorhanden sein, das eine Verschiebung der Lichtmarke durch eine entsprechende Handbewegung ermöglicht, wobei möglichst eine Einhandbedienung einschließlich der Ein- und Ausschaltung vorzusehen ist.
6. Der Vortragende muß die Möglichkeit einer Lagekontrolle der Lichtmarke im Bildsignal haben.
7. Eine Abwanderung der Lichtmarke von der eingestellten Lage ohne Betätigung des Steuerorgans darf nicht stattfinden.
8. Das Gerät muß leicht bedienbar und transportabel sein.

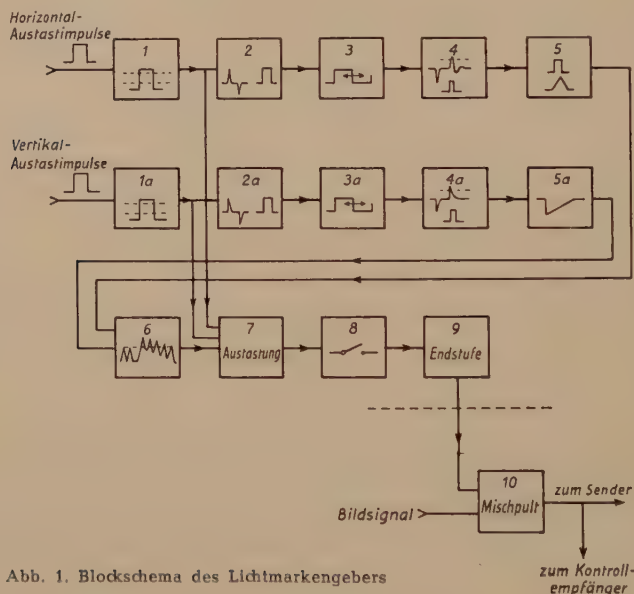


Abb. 1. Blockschema des Lichtmarkengebers

Die Abb. 1 und 2 zeigen die Herstellung des Lichtmarkensignals in einer schematischen Darstellung. Die Bezeichnung der Oszillogramme (1, 2, ...) ist dabei mit der der einzelnen Blocks (1, 2, ...) identisch.

Da die Impulsreihe, welche die Lichtmarke bildet, synchron zum Abtastvorgang des zu übertragenden Bildes sein muß, werden als Ausgangssignale für die Formung des Lichtmarkensignals die Signale des Studiotaktgebers verwendet. Dies sind die Horizontal-Austastimpulse mit 18 % bzw. 11 % Zeilendauer und wahlweiser Polarität und die Vertikal-Austastimpulse mit 6 % bzw. 3 % Teilbild-dauer und ebenfalls wahlweiser Polarität entsprechend der Norm.

Die Erzeugung des Signals gliedert sich im wesentlichen in folgende Schritte:

1. Verschiebung in horizontaler und vertikaler Richtung der durch die Austastimpulse 1 ... 3, 1a ... 3a synchronisierten Impulse.

2. Umformung der verschobenen Rückflanken in die für die Lichtmarke erforderliche Form 4 und 5, 4a und 5a.
3. Mischung dieser Signale einschließlich der notwendigen Austastung durch die Studio-Horizontal- und Vertikal-Austastsignale 6 und 7.
4. Eintastung mit gleichzeitiger Ein- und Ausschaltbetätigung der so gewonnenen Lichtmarkensignale in das Bildsignal 8, 9 und 10.

Im einzelnen arbeiten die Stufen folgendermaßen: Die Stufen 1 bzw. 1a haben lediglich den Zweck, eine weitgehende Unabhängigkeit von der Eingangsamplitude zu erreichen. In diesen Stufen werden die Signale durch zweimalige Amplitudenbegrenzung durch den unteren Kennlinienknick beschnitten. In der Stufe 2 werden durch Differenzieren mittels eines RC-Gliedes kleiner Zeitkonstante aus den Horizontal-Austastimpulsen (18 % bzw. 11 % Zeilendauer) Steuerimpulse von 2 % Zeilendauer gewonnen. Die Vertikalaustastimpulse werden analog in der Stufe 2a von 6 % bzw. 3 % auf etwa 1 % der Teilbilddauer verschmälert. Diese Verkürzung ist notwendig, da die Signalarückflanken die späteren Verschiebesignale steuern, deren Rückflanken weiter benutzt werden.

Abb. 2a ... c. Impulsformen in den einzelnen Stufen des Lichtmarkengebers

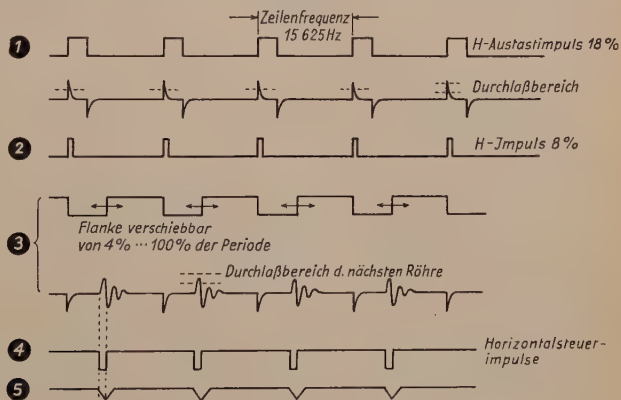


Abb. 2a. Formierung des verformten Horizontal-Steuersignals

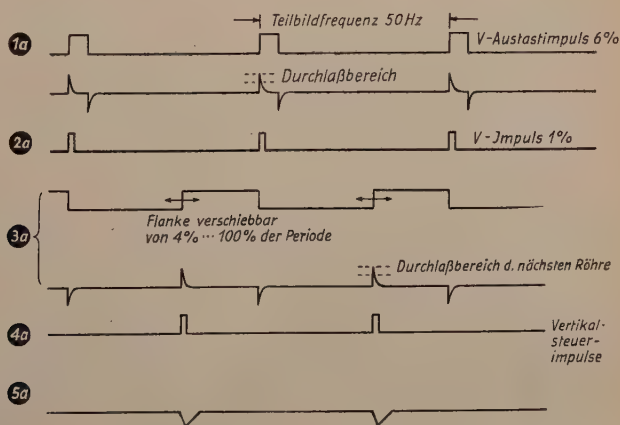


Abb. 2b. Formierung des verformten Vertikal-Steuersignals

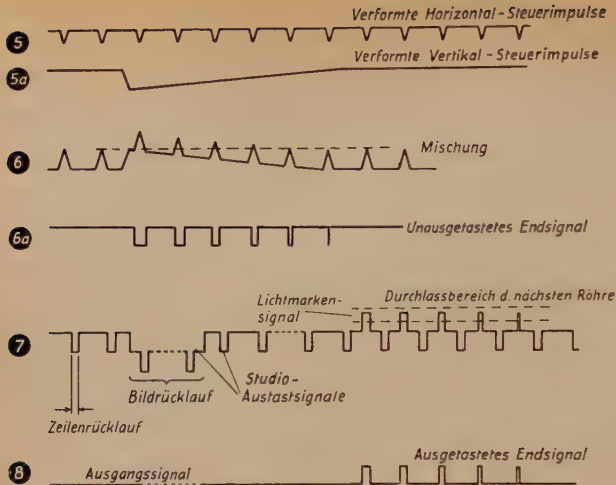


Abb. 2c. Formierung des eigentlichen Lichtmarkensignals aus den verformten Horizontal- und Vertikal-signalen

Die beiden Steuersignale 2 und 2a werden je einem nicht selbst schwingenden monostabilen Vibrator 3 und 3a zugeführt. Diese erzeugen Impulse, deren Breite durch Veränderung der Entladezeitkonstante am Steuergitter mittels eines regelbaren Widerstandes variiert wird. Da die Rücklaufflanke dieser Steuersignale im weiteren Verlauf die Lage des Lichtpunktes bestimmt, muß sie über die Breite einer Zeilenperiode bzw. einer Teilbildperiode verschoben werden können.

Ferner ist es erforderlich, die zeitliche Länge der Steuersignale 2 und 2a sowie die minimale zeitliche Länge dieser Verschiebesignale 3 und 3a kleiner als die Zeitdauer der Studio-Ausstastsignale zu machen, da sonst im Endergebnis die Lichtmarke nicht bis an den oberen bzw. rechten Rand des Schirmbildes geschoben werden kann. Es wäre dann eine nicht erfassbare Zone vorhanden. Die mögliche Verschiebung der Rückflanken der von den monostabilen Vibratoren erzeugten Mändersignale reicht von etwa 4 % bis 100 % der Periodendauer. Die beiden Regelwiderstände, welche die Zeitkonstante der Vibratoren bestimmen, sind mit dem Steuerorgan verbunden. Sie dienen zur Einstellung der gewünschten Lage der Lichtmarke auf dem Fernschirmschirm.

Aus den Rückflanken der Verschiebesignale 3 und 3a werden im weiteren Verlauf Rechteckimpulse gewonnen, deren zeitliche Länge die Breite und Höhe der Lichtmarke bestimmen. Zu diesem Zweck wird eine Differenzierung der Rückflanken der Verschiebesignale 3 und 3a mit anschließender Rechteckverformung in den Stufen 4 und 4a vorgenommen. Des leichteren Verständnisses halber werden diese Signale im weiteren Verlauf der Beschreibung Horizontal-Steuersignal 4 und Vertikal-Steuersignal 4a genannt.

Für die Horizontalkomponente wird von der Rückflanke im Vibrator 3 ein Schwingkreis angestoßen. Die erste Halbschwingung der stark gedämpften abklingenden Schwingung wird mittels einer entsprechend geschalteten Röhre ausgesiebt und zu einem Rechtecksignal 4 umgeformt.

Am Ausgang des mit Vertikalfrequenz schwingenden Vibrators 3a wird die benötigte zeitliche Signallänge durch Differenzierung über ein RC-Glied mit nachfolgender Umformung in ein Rechtecksignal 4a vorgenommen.

Erhält die Lichtmarke eine horizontale Breite von 5,4 % und eine vertikale Breite von 8,6 % auf dem Bildschirm, so beträgt die Zeitdauer der Horizontal-Steuersignale $3,45 \mu\text{s}$ und die der Vertikal-Steuersignale 1,72 ms. Auf einem 35-cm-Bildschirm ist damit die Lichtmarke etwa 15 mm breit und 18 mm hoch.

Aus diesen Steuersignalen können durch entsprechende Impulsverformungen Lichtmarken der verschiedensten Art erzeugt werden.

Der einfachste Fall wäre, hieraus Rechteckimpulse beispielsweise mit einer Dauer von 10 % der Wiederholungsperiode zu erzeugen. Würden davon die Impulse mit Horizontalfrequenz auf dem Bildschirm sichtbar gemacht, so ergäben sie einen senkrechten Balken. Die Steuersignale mit Vertikalfrequenz würden entsprechend ihrer zeitlichen Länge eine bestimmte Anzahl von Zeilen hervorheben, d. h., es entsteht ein horizontaler Balken. Werden die positiven Signale für die beiden Balken additiv gemischt, so entsteht ein Balkenkreuz, dessen Überschneidungsfläche heller ist als jeweils ein Balken. Wird am Mischpult nur diese maximale Amplitude derart übertragen, daß die minder großen Amplituden unterdrückt werden, so erscheint auf dem Bildschirm nur die Fläche der Balkenkreuzung als Viereck.

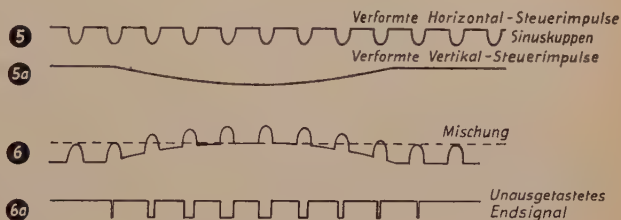


Abb. 3. Formierung der Signale für eine runde Lichtmarke

Durch geringe Amplitudenverformungen lassen sich noch andere Lichtmarkenfiguren erzielen. Ein Kreis kommt zustande, wenn die beiden Steuersignale Abschnitte von Sinuswellen sind, wie dies in Abb. 3 angedeutet ist, unter der Voraussetzung, daß die Amplituden der zu mischenden Signale gleich groß sind. Bei Ungleichheit der Amplituden entstehen Ellipsen, liegend oder stehend je nach dem Amplitudenverhältnis.

Soll ein Dreieck mit der Spitze nach oben oder unten erzeugt werden, so müssen aus dem Vertikalsteuersignal eine unsymmetrische Sägezahnspannung und aus den Horizontalsteuersignalen symmetrische Sägezahnspannungen gewonnen werden. Für nach rechts oder links zeigende Spitzen der dreieckigen Lichtmarke sind die Verformungen der Vertikal- und Horizontal-Steuersignale zu vertauschen.

Als weitere Variante kann dem Lichtmarkensignal für ein Dreieck eine kurze, vorausgehende oder nachkommende Impulsreihe zugesetzt werden, so daß ein regelrechter Pfeil mit einer dreieckigen Spitze und rechteckigem Schwanz auf dem Bildschirm sichtbar wird.

Es ist ferner auch möglich, eine dreieckige Lichtmarke mit ausgezogener Spitze, d. h. eingeknickten, schräg nach unten verlaufenden Seitenkanten zu erhalten, indem in einer nachfolgenden Stufe ein katodenseitig parallel geschalteter amplitudenabhängiger Gleichrichter für eine impulsspannungsabhängige Gegenkopplung eingefügt wird.

Unter Abwägung von Vorteil und Aufwand wurde für das entwickelte Gerät zweckmäßigerweise eine dreieckige Lichtmarke gewählt, welche dem Bild-

signal additiv überlagert wird. Dies bedeutet, daß die hellsten Stellen im Bildsignal bei Überlagerung der Lichtmarke noch heller werden. Die Lichtmarke bleibt also in jedem Falle gut sichtbar. Dagegen hat sich eine Verdunkelung, also eine Schattenmarke, nicht als zweckmäßig erwiesen, da eine zugesetzte Schattenmarke in den schwarzen Bildstellen überhaupt nicht in Erscheinung tritt.

Die vorgesehene dreieckige Lichtmarke entsteht nun auf folgende Weise: Aus dem Horizontalsteuersignal wird eine symmetrische Sägezahnspannung 5 gewonnen. Hierzu wird es mit negativer Polarität auf die Steuergitter zweier in Reihe geschalteter Röhren gegeben (Abb. 4). Die obere Röhre besitzt eine Parallelschaltung von Widerstand und Kondensator. Werden die Röhren durch das negative Steuersignal gesperrt, so wird der Kondensator mittels des Widerstandes nach Plus umgeladen. Die Spannung steigt also während der Sperrzeit fast linear an, da nur etwa 5 % der Aufladekurve ausgenutzt werden. Sind die Röhren wieder geöffnet, so wird der Kondensator durch die untere Röhre entladen. Da bei einer Pentode der dynamische Innenwiderstand konstant bleibt, so wird auch die Spannung am Kondensator linear absteigen. Dabei dient die Arbeitspunkteinstellung der oberen Röhre zur Linearisierung und zur Regelung auf Symmetrie. Es ergibt sich so ein dachförmiges Signal, dessen zeitliche Länge des aufsteigenden Astes gleich ist dem absteigenden Ast und einer doppelten zeitlichen Länge des Horizontalsteuersignals. Für etwa $3,45 \mu\text{s}$ (gleich 15 mm auf dem Bildschirm einer 35-cm-Röhre) wären dies etwa $6,9 \mu\text{s}$.

Entsprechend wird aus dem Vertikalsteuersignal ein unsymmetrischer sägezahnförmiger Impuls 5b abgeleitet. Es werden ebenfalls zwei Röhrensysteme in Serie geschaltet; von der Verbindung Katode der oberen Röhre und Anode der unteren Röhre wird ein Kondensator nach $+U_B$ gelegt. Die obere Röhre schaltet derart, daß das positive differenzierte Vertikalsteuersignal die obere Röhre öffnet. Dadurch wird der Kondensator sprungartig nach Plus umgeladen. Diese Öffnungszeit beträgt etwa $30 \dots 40 \mu\text{s}$. Nach erfolgter Wiedersperrung wird der Kondensator durch die untere Röhre entladen. Dabei ist der dynamische Innenwiderstand einstellbar durch Verschiebung des Arbeitspunktes. Es wird somit eine Größenregelung der Lichtmarkenlänge in vertikaler Richtung erreicht. Eine anschließende, galvanisch gekoppelte Umkehrstufe ergibt das benötigte Signal. Es entsteht also nach der Umkehrung eine Grundlinie mit einem steil absteigenden Ast (etwa $30 \mu\text{s}$) und einem ansteigenden Ast von etwa $1 \dots 1,5 \text{ ms}$, entsprechend $15 \dots 20$ Zeilen zeitlicher Länge (5a).

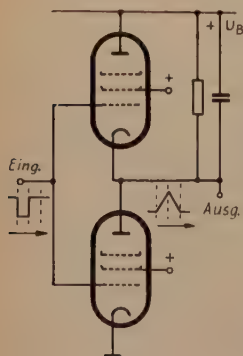


Abb. 4. Schaltung zur Erzeugung von symmetrischen Sägezahnimpulsen aus Rechteckimpulsen (Verformung eines Horizontal-Signals)

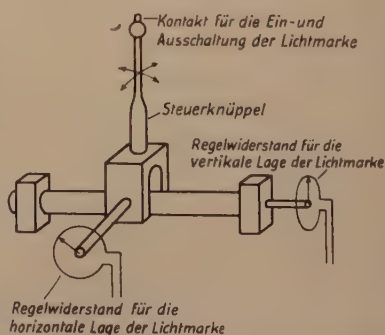


Abb. 5. Die mechanische Lichtmarkensteuerung

Dieses mit Vertikalfrequenz auftretende Signal 5a dient dazu, um als Hilfssignal aus der Impulsreihe 5 einen Teil 6 durch additive Mischung herauszuheben. Durch ein entsprechend eingestelltes Amplitudensieb werden von diesen Dreieckimpulsen 5 verschieden große Amplitudenabschnitte herausgeschnitten, d. h. diese Signale werden in ihrer zeitlichen Folge immer schmaler, bis sie unter das Abschneideniveau fallen. Aus diesen abgeschnittenen Dreiecksignalen werden durch mehrstufige Übersteuerung rechteckige Signale großer Flankensteilheit 6a gewonnen.

Um nun zu verhindern, daß die Lichtmarke auch während des Strahlrücklaufs sichtbar wird, muß noch eine Austastung mit den Vertikal- bzw. Horizontal-Austastimpulsen in einer weiteren Stufe 7 vorgenommen werden. Dies ist außerdem notwendig, damit die Synchronisierlücken entsprechend der Norm von der Modulation des Lichtmarkensignals frei bleiben, da sonst eine Störung der Synchronisierung auftreten könnte, welche empfangsseitig zu Gleichlaufstörungen führen würde.

Da die Austastimpulse und die Lichtmarkenimpulse in dieser Austaststufe additiv überlagert werden, muß durch eine nachfolgende Begrenzerstufe der Amplitudenanteil der Lichtmarkenimpulsfolge beispielsweise durch den unteren Kennlinienknick herausgeschnitten werden (7a). Damit ist die eigentliche Signalzubereitung für die Lichtmarke beendet.

Um der Forderung nach einer einfachen Einhandbedienung nachzukommen, wurde ein Steuerorgan ähnlich einem Flugzeug-Steuerknüppel gewählt. Die beiden Regelwiderstände sind so angeordnet und geschaltet, daß eine Verschiebung des Steuerknüppels in einer bestimmten Richtung eine entsprechende Verschiebung der Lichtmarke in dem Schirmbild in der gleichen Richtung zur Folge hat. Abb. 5 zeigt schematisch diesen Steuerknüppel.

Als weitere Bedingung war gefordert, daß der Vortragende die Ein- und Ausschaltung der Lichtmarke selbst vornehmen kann. Dies geschieht in folgender Weise: Die Lichtmarkenimpulsfolge wird einer weiteren Stufe 8 zugeführt, welche nur als Schalter dient und zwei durch Vorspannungsänderung eines Steuergitters bedingte Zustände einnehmen kann. Die beiden Betriebszustände bestehen darin, daß die Röhre als normaler Verstärker arbeitet oder daß sie gesperrt wird. Durch einen im Bedienungshebel für die Verschiebung der Lichtmarke (Steuerknüppel) angebrachten Kontakt wird ein Spannungsteilerverhältnis für die Gittervorspannung in dem vorbeschriebenen Sinne geändert.

Um durch diese Änderung keine Gleichstromwertsprünge auftreten zu lassen, wird die Vorspannungsänderung mittels eines RC-Gliedes nach einer e-Funktion vorgenommen. Dadurch wird mit Sicherheit vermieden, daß sich in der später zugemischten Bildsignalmodulation der Schwarzwert sprunghaft mit anschließendem Abklingen auf den ursprünglichen Wert ändert. Die Lichtmarke wird also langsam erscheinen und bei Abschalten wieder langsam verschwinden. Der An- bzw. Abklingvorgang ist mit $\frac{3}{4}$ bis 1 s festgelegt.

Der oben erwähnten Schaltstufe folgt die Ausgangsstufe 9. Sie besteht aus einer Treiberröhre und einem Katodenverstärker. Bei Verwendung eines entsprechend angepaßten Kabels mit Wellenwiderstandsabschluß, beispielsweise $Z = 150 \Omega$ oder 75Ω , ist der Aufstellungsort des Lichtmarkenschreibers in weiteren Grenzen frei wählbar. Die Lichtmarkenimpulse werden dann einer Mischeinrichtung 10 zugeführt. Dort wird die Lichtmarke mit dem Bildsignal additiv gemischt. Dieses gemischte Bildsignal wird einem Kontroll-

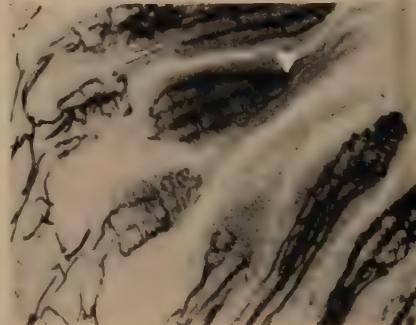
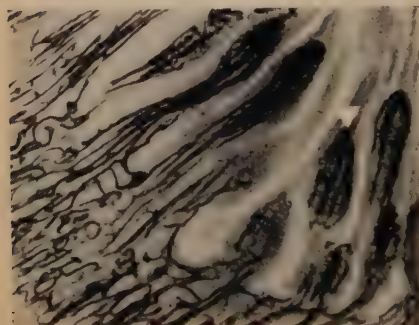


Abb. 6. Schirmbildaufnahmen mit Markierungspfeil. (Oben: Landschaftsbilder vom Rhein, unten: mikroskopische Vergrößerungen von Schnitten durch Dünndarmwände.)

empfänger zugeführt, welcher unmittelbar von dem Vortragenden beobachtet werden kann. Es könnte dafür die Form eines kleinen Vortragspultes gewählt werden, in das der Empfänger unauffällig eingebaut ist. Die Anordnung von Steuerknüppel und Kontrollbild könnte so getroffen werden, daß sie für die direkt abtastende Kamera unsichtbar bleiben. Abb. 6 zeigt vier Aufnahmen von Originalschirmbildern, in denen der Markierungspfeil deutlich zu erkennen ist. Abschließend seien noch einige technische Daten zusammengestellt.

Als Steuersignale für die Erzeugung der Lichtmarke dienen wahlweise die Horizontal-austastimpulse mit 18 % der Periodendauer und einer Amplitude von $5 V_{ss}$ positiv an 150 Ohm und die Vertikal-austastimpulse mit 6 % der Periodendauer und einer Amplitude von $5 V_{ss}$ positiv an 150 Ohm — oder die Horizontal-austastimpulse mit 11 % der Periodendauer und einer Amplitude von $4 V_{ss}$ negativ an 75 Ohm und die Vertikal-austastimpulse mit 3 % Periodendauer und einer Amplitude von $4 V_{ss}$ negativ an 75 Ohm. Die Ausgangsspannung des Lichtmarken-Impulssignals ist $1 V_{ss}$ positiv an 75 Ohm bzw. $3 V_{ss}$ positiv an 150 Ohm. Die Lagenabwanderung der eingestellten Lichtmarke beträgt bei ± 10 % Netzspannungsschwankung $\pm 0,7$ % in horizontaler und $\pm 1,4$ % in vertikaler Richtung. Die entsprechenden Zeitverschiebungen sind damit etwa $0,5 \mu$ horizontal und $0,3$ ms in vertikaler Richtung. Diese Konstanz wird ohne besondere Stabilisierungsmittel erreicht. Die Leistungsaufnahme ist etwa 100 VA.

Verstärker mit symmetrisch und unsymmetrisch bedämpften zweikreisigen Bandfiltern

Zweikreisige Bandfilter finden als Kopplungselemente zwischen den einzelnen Stufen von HF- und ZF-Verstärkern sowie als Eingangs- und Ausgangsfilter Verwendung. Während im Frequenzgebiet unterhalb 10 MHz die zweikreisigen Bandfilter meist aus völlig gleichen Schwingkreisen aufgebaut werden, ist es bei höheren Frequenzen zur Erzielung optimaler Verstärkung erforderlich, die beiden Kreise unterschiedlich zu dimensionieren. Man bezeichnet derartige Filter als unsymmetrische Bandfilter und unterscheidet dabei zwischen unsymmetrisch dimensionierten, jedoch symmetrisch bedämpften und völlig unsymmetrischen, d. h. auch unsymmetrisch bedämpften. In der nachfolgenden Abhandlung werden die Beziehungen gebracht, die für die Kennzeichnung der Eigenschaften von Verstärkerstufen mit derartigen Filtern von Bedeutung sind.

Die Verstärkerstufe mit zweikreisigem Bandfilter, ihre Amplituden- und Gruppenlaufzeitcharakteristik

Das Verhältnis der Ausgangsspannung der Verstärkerstufe U_2 zur Eingangsspannung U_1 ist die Verstärkung \mathfrak{B} . Nach Abb. 1c ergibt sich aus dem Kirchhoffschen Gesetz

$$\mathfrak{B} = \frac{U_2}{U_1} = -S \frac{1}{\mathfrak{G}_1 + \mathfrak{G}_2 + \mathfrak{G}_1 \mathfrak{G}_2 \frac{1}{\mathfrak{G}_k}} \quad (1)$$

Die Röhre sei eine Pentode mit der Steilheit S . Der Durchgriff D ist vernachlässigbar klein und der Innenwiderstand R_i wird mit von dem anodenseitigen Dämpfungswiderstand R_1 erfaßt. Der bei höheren Frequenzen auftretende gitterseitige elektronische Eingangswiderstand erfährt seine Berücksichtigung durch die Größe von R_2 . Die Abstimmung des Filters erfolgt in der Weise, daß die beiden Seiten des Filters nacheinander bei Kurzschluß der anderen Seite auf die Bandmittenfrequenz ω_0 abgestimmt werden. Bei sekundärseitigem Kurzschluß ist dann $\mathfrak{G}_2 = \infty$ und

$$\mathfrak{G}_1' = \mathfrak{G}_1 + \mathfrak{G}_k \quad (2a)$$

und entsprechend

$$\mathfrak{G}_2' = \mathfrak{G}_2 + \mathfrak{G}_k \quad (2b)$$

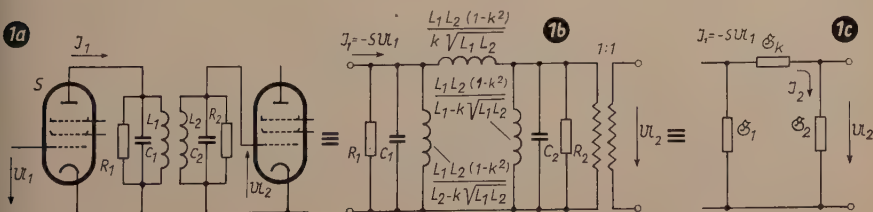


Abb. 1. Schaltbild einer Verstärkerstufe mit zweikreisigem Bandfilter
a) Prinzipschaltung, b) Ersatzschaltung, c) vereinfachte Ersatzschaltung

Damit wird aus (1)

$$\mathfrak{B} = S \frac{1}{\mathfrak{G}_k - \mathfrak{G}_1' \mathfrak{G}_2' \cdot 1/\mathfrak{G}_k} \quad (3)$$

In den komplexen Kurzschlußleitwerten \mathfrak{G}_1' und \mathfrak{G}_2' sind die induktiven Leitwerte enthalten, die sich aus der Parallelschaltung der primären bzw. sekundären Ersatzinduktivität mit der Koppelinduktivität (Abb. 1b) bei Kurzschluß ergeben.

$$L_{1_{\text{ges}}} = L_1 (1 - k^2) \quad \text{und} \quad L_{2_{\text{ges}}} = L_2 (1 - k^2) \quad (4a, b)$$

Die Abstimmfrequenz ω_0 ist zugleich die Bandmittenfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{C_1 L_1 (1 - k^2)} = \frac{1}{C_2 L_2 (1 - k^2)} \quad (5)$$

Diese Bedingung charakterisiert das sogenannte abgestimmte Bandfilter im Gegensatz zum verstimmten Bandfilter, bei dem beide Kreise gegenüber der Bandmitte symmetrisch verstimmt sind. Da der Betrag der erzielbaren Verstärkung beim letzteren jedoch geringer ist, wird es selten benutzt und soll auch hier nicht weiter berücksichtigt werden.

Die Dämpfung der Kreise ist definiert durch

$$d_1 = \frac{1}{\omega_0 C_1 R_1} \quad \text{und} \quad d_2 = \frac{1}{\omega_0 C_2 R_2} \quad (6a, b)$$

Die unabhängige Veränderliche ist die Verstimmung

$$Y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (7)$$

worin ω_0 die Abstimm- (Bandmitten-) frequenz und ω die laufende Frequenz sind. Unter Verwendung der angeführten Formulierungen kann für (2) geschrieben werden

$$\mathfrak{G}_1' = \frac{1}{R_1} \left(1 + j \frac{Y}{d_1} \right) \quad \mathfrak{G}_2' = \frac{1}{R_2} \left(1 + j \frac{Y}{d_2} \right) \quad (8a, b)$$

Das zwischen den Kreisen liegende Koppelglied sei verlustfrei und besitzt nach Abb. 1b einen zur Frequenz ω proportionalen induktiven Leitwert. Beschränkt man die Betrachtungen zunächst auf relative Bandbreiten $b = 2\pi B/\omega_0 < 0,1$ (B = absolute Bandbreite), dann kann der Leitwert als konstant angesehen werden.

$$\mathfrak{G}_k = -j \frac{k}{\omega_0 (1 - k^2) \sqrt{L_1 L_2}} \quad (9)$$

Mit (5) bis (9) erhält (3) den Ausdruck

$$\mathfrak{B} = S \sqrt{R_1 R_2} \frac{k}{\left(\frac{Y}{d_1} + \frac{Y}{d_2} \right) - j \left(1 + \frac{k^2}{d_1 d_2} - \frac{Y^2}{d_1 d_2} \right)} \quad (10)$$

Führt man zur Vereinfachung folgende Größen ein:
die normierte Verstimmung

$$\eta = \frac{y}{\sqrt{d_1 d_2}}, \quad (11)$$

den normierten Kopplungsfaktor

$$\kappa = \frac{k}{\sqrt{d_1 d_2}} \quad (12)$$

und das Dämpfungsverhältnis

$$\varrho = \frac{d_1}{d_2}, \quad (13)$$

dann lautet (10):

$$\mathfrak{B} = S \sqrt{R_1 R_2} \frac{\kappa}{\eta \sqrt{2 + \varrho + \frac{1}{\varrho} - j(1 + \kappa^2 - \eta^2)}} \quad (14)$$

Diese Beziehung wurde aus der Schaltung des magnetisch gekoppelten Bandfilters abgeleitet. Da nach bekannten Umrechnungsformeln die Art des koppelnden Gliedes nur das Vorzeichen des Koppelwiderstandes $1/\mathfrak{G}_k$ bestimmt, heißt das nach (3), daß z. B. bei kapazitiver Längskopplung an Stelle der magnetischen bzw. induktiven Längskopplung lediglich die komplexe Größe \mathfrak{B} eine Drehung von 180° erfährt, der qualitative Verlauf in Abhängigkeit von der Verstimmung sich jedoch nicht ändert. Somit stellt (14) die allgemeine Gleichung für die Verstärkung einer Stufe mit einem abgestimmten zweikreisigen Bandfilter dar, bei der der absolute Phasenwinkel zunächst um π unbestimmt ist und nach der Art der Kopplung festgestellt werden muß.

Die Abhängigkeit des Betrages oder eines normierten Betrages der Verstärkung von der Frequenz bzw. Verstimmung wird als Amplitudencharakteristik des Verstärkers bezeichnet. Die Gleichung für den Betrag ist (14) zu entnehmen.

$$|\mathfrak{B}| = S \sqrt{R_1 R_2} \frac{\kappa}{\sqrt{(1 + \kappa^2)^2 + \eta^2 \left(\varrho + \frac{1}{\varrho} - 2\kappa^2 \right) + \eta^4}} \quad (15)$$

Diese Gleichung besagt, daß sich unabhängig vom Verhältnis der Schwingkreisdämpfungen $\varrho = d_1/d_2$ in Abhängigkeit von $\pm \eta$ stets symmetrische Charakteristiken ergeben. Diese Tatsache hat zur Verwendung von zweikreisigen Bandfiltern geführt, die keine symmetrische Dimensionierung besaßen, sondern bei denen die durch den Schaltungsaufbau gegebenen Unterschiede beibehalten wurden, und dadurch, wie noch gezeigt werden wird, ein höheres Maß an Verstärkung bei gegebener Bandbreite zu erreichen war. Bei den unsymmetrisch dimensionierten Bandfiltern sind zu unterscheiden:

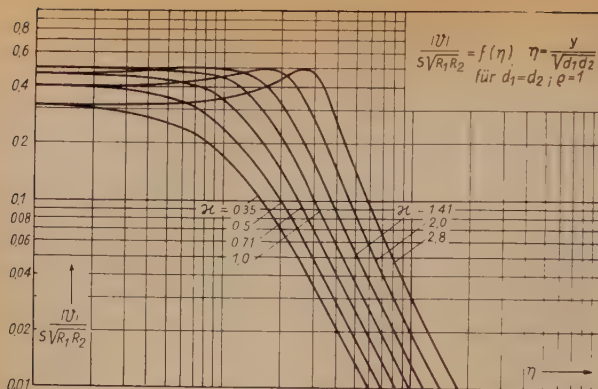
1. symmetrische Bedämpfung $\varrho = d_1/d_2 = 1$

2. unsymmetrische Bedämpfung

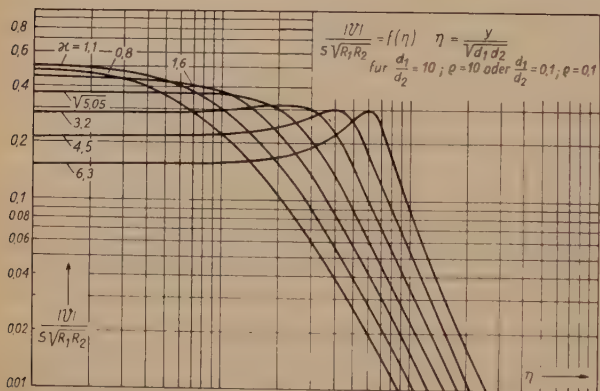
a) $\varrho \gtrless 1$

b) extrem unsymmetrische Bedämpfung $\varrho \gg 1$

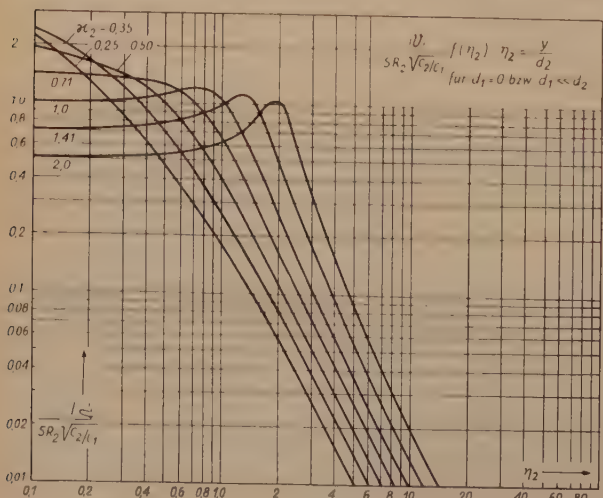
Abb. 2. Amplitudencharakteristik (relative Verstärkung in Abhängigkeit von der normierten Verstimung η) einer Verstärkerstufe mit zweikreisigem Bandfilter mit verschiedenen Kopplungsfaktoren κ



a) Bandfilter mit symmetrischer Dämpfung ($d_1 = d_2$)



b) Bandfilter mit unsymmetr. Dämpfung ($d_1/d_2 = 1/10$)



c) Bandfilter mit extrem unsymmetrischer Dämpfung

Für den Fall der extrem unsymmetrischen Bedämpfung kann in (10) $d_1 = 0$ gesetzt werden, und mit dieser Näherung ergibt sich für die Verstärkung

$$\mathfrak{B} = S R_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \frac{\kappa_2}{\eta_2 - j(\kappa_2^2 - \eta_2^2)} \quad (16)$$

mit $\eta_2 = \frac{y}{d_2}$ $\kappa_2 = \frac{k}{d_2}$ (17, 18)

und für den Betrag

$$|\mathfrak{B}| = S R_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \frac{\kappa_2}{\sqrt{\kappa_2^4 + \eta_2^2(1 - 2\kappa_2^2) + \eta_2^4}} \quad (19)$$

Die Gleichung zeigt, daß die Funktion einen symmetrischen Verlauf in Abhängigkeit von der normierten Verstimmung $\pm \eta_2$ besitzt. Diese Beziehungen für $d_1 \ll d_2$ gelten natürlich sinngemäß für $d_1 \gg d_2$, wenn darin die Indizes von C , R und d vertauscht werden. Die Gleichungen (16) bis (19) können in der Praxis immer dann benutzt werden, wenn sich die Kreisdämpfungen etwa um den Faktor 10 und mehr unterscheiden.

In Abb. 2a bis c sind die Amplitudencharakteristiken für verschiedene Dämpfungsverhältnisse wiedergegeben. Mit Hilfe derartiger Kurvenscharen kann die Dimensionierung für eine vorgegebene oder gewählte Charakteristik abgelesen werden. Zu beachten ist in den Abbildungen, daß sich die Maxima mit Vergrößerung der Kopplungsfaktoren auf einer fallenden Kurve bewegen; nur für $d_1 = d_2$ (Abb. 2a) ist sie eine Horizontale.

Bei der Verwendung von bandfiltergekopplten Verstärkern zur Übertragung von Fernsehsignalen sowie von Spektren, die sich bei Frequenz- und Impulsmodulation ergeben, muß die Verstärkung nicht nur im Betrag (Amplitude), sondern auch in der Phase bestimmte Bedingungen erfüllen. Die Bedingungen der Phase werden durch die Forderung nach einer möglichst konstanten Gruppenlaufzeit $\tau = d\varphi/d\omega$ ausgedrückt. Da bisher als unabhängig Veränderliche die normierte Verstimmung η benutzt wurde, wird zunächst auch die normierte Gruppenlaufzeit gebildet. Der Phasenwinkel der Verstärkung ist (14) zu entnehmen

$$\varphi = \arctg \frac{1 + \kappa^2 - \eta^2}{\eta \sqrt{2 + \varrho + \frac{1}{\varrho}}} \quad (20)$$

und daraus die normierte Gruppenlaufzeit

$$\tau_\eta = \frac{d\varphi}{d\eta} = \frac{-\sqrt{2 + \varrho + \frac{1}{\varrho}} (1 + \kappa^2 + \eta^2)}{\eta^2 \left(2 + \varrho + \frac{1}{\varrho} \right) + (1 + \kappa^2 - \eta^2)^2} \quad (21)$$

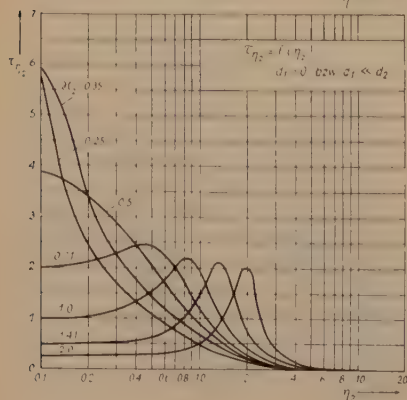
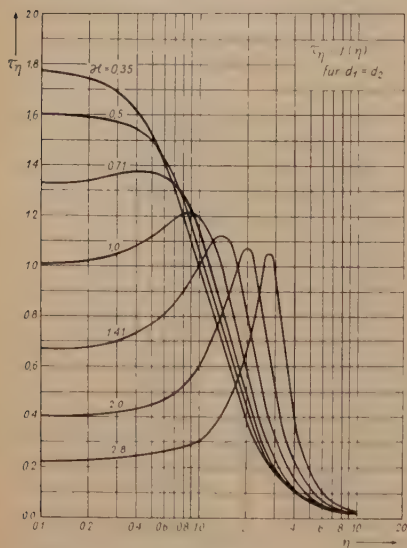
Die letzte Gleichung zeigt, daß die normierte Gruppenlaufzeit τ_η in Abhängigkeit von $\pm \eta$ zur Achse durch $\eta = \pm 0$ symmetrisch verläuft. In Abb. 3a und b sind für $\varrho = d_1/d_2 = 1$ und für $\varrho = d_1/d_2 \ll 1$ die normierten Gruppenlaufzeiten wiedergegeben. Die tatsächliche Gruppenlaufzeit ist mit (7) und (11)

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\eta} \frac{d\eta}{d\omega} = \tau_\eta \frac{1}{\sqrt{d_1 d_2}} \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega^2} \right) \quad (22)$$

Für Bandfilter mit kleiner relativer Bandbreite kann an Stelle (22) in Annäherung gesetzt werden

$$\tau \approx \tau_{\eta} \sqrt{\frac{1}{d_1 d_2}} \frac{2}{\omega_0} \quad (23)$$

Bei dieser Näherung ist die Gruppenlaufzeit τ proportional zu τ_{η} und bleibt symmetrisch. Bei größeren relativen Bandbreiten ergibt sich nach (22) in Abhängigkeit von der Frequenz ω eine mit der Bandbreite zunehmende Betragsänderung der Gruppenlaufzeit, indem τ bei Frequenzen unterhalb ω_0 größere Werte bekommt als bei Frequenzen oberhalb ω_0 . Bereits bei relativen Bandbreiten von $b = 0,1$ beträgt die Differenz der Gruppenlaufzeiten an den Bandgrenzen etwa 20 %. Diese Tatsache muß bei der Dimensionierung von Laufzeit-entzerrungsgliedern berücksichtigt werden.



Zur Berechnung der Rauschfaktoren von Eingangsschaltungen ist die Kenntnis des Eingangsleitwertes von Interesse. Für relative Bandbreiten bis $b = 0,1$ kann mit genügender Genauigkeit für den Eingangsleitwert nach Abb. 1c gesetzt werden

$$\mathcal{G}_e = \mathcal{G}_1 + \frac{1}{1/\mathcal{G}_2 + 1/\mathcal{G}_k} \quad (24)$$

und mit (2) bis (13) heißt der Ausdruck für den Wirkleitwert

$$(\mathcal{G}_e)_w = \frac{1}{R_1} \left(1 + \frac{\kappa^2}{1 + \varrho \eta^2} \right) \quad (25)$$

und für den Blindleitwert

$$(\mathcal{G}_e)_b = \frac{1}{R_1} \sqrt{\varrho \eta} \frac{1}{\varrho} \frac{-\kappa^2 + \eta^2}{1 + \varrho \eta^2}, \quad (26)$$

wenn mit R_1 der Widerstand der Schwingkreise nach Abb. 1a bezeichnet wird. Nach entsprechender Vertauschung der Indizes gelten diese Beziehungen auch für den Ausgangsleitwert von Bandfiltern.

In Abb. 4 ist der Verlauf des Eingangsleitwertes, bezogen auf $1/R_1$ für $d_1 = d_2$ dargestellt.

Abb. 3. Gruppenlaufzeitcharakteristik einer Verstärkerstufe mit zweikreisigem Bandfilter
oben: mit symmetrischer Bedämpfung
unten: mit extrem unsymmetrischer Bedämpfung

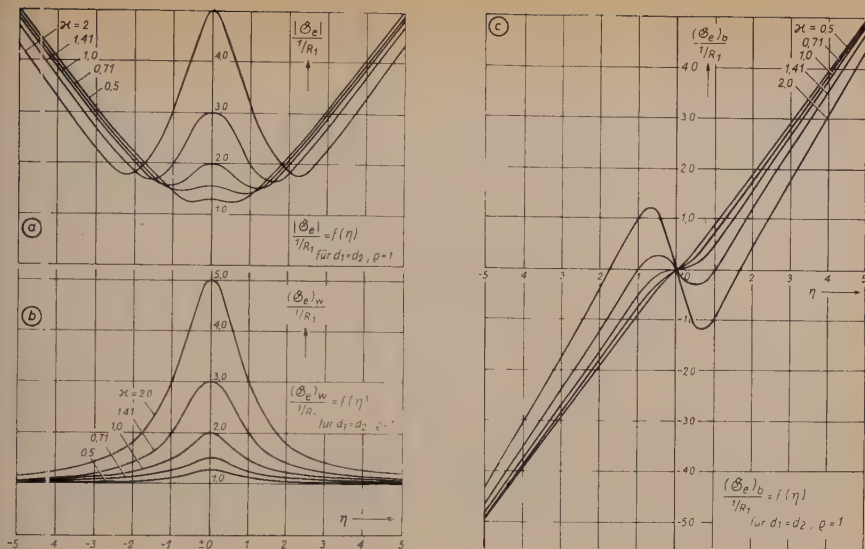


Abb. 4. Eingangsleitwert (relativ) eines zweikreisigen symmetrisch bedämpften Bandfilters in Abhängigkeit von der normierten Verstimung η bei verschiedenen Kopplungsfaktoren κ
a) Betrag des Leitwertes, b) reeller Anteil des Leitwertes (Wirkwert), c) Blindleitwert

Alle bisherigen Betrachtungen gelten exakt nur für sehr kleine relative Bandbreiten des Filters. Abweichungen von der exakten Lösung entstehen durch die Annahme, daß der Kopplungswiderstand im Arbeitsbereich konstant sei. Bei relativen Bandbreiten bis $b = 0,1$ sind die Fehler praktisch unmerklich, bei solchen bis 0,3 bleiben sie noch in einer Größenordnung, die für die Praxis ohne weiteres tragbar ist, vor allem, weil bei derartigen Bandbreiten und bei höheren Frequenzen die praktische Ausführung zusätzliche Ungenauigkeiten in sich trägt, die meist größer sind als die Differenzen der Rechnung. Beispielsweise bleiben die Fehler unterhalb 5 % bei $d_1 = d_2$ und $b \leq 0,5$ bzw. bei $d_1 \ll d_2$ oder $d_1 \gg d_2$ und $b \leq 0,4$.

Bandmitten-Verstärkung in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor

Für die Bandmittelfrequenz ω_0 ist $\gamma = 0$ bzw. $\eta = 0$ und mit $\kappa = k / \sqrt{d_1 d_2}$

lautet (15)

$$|\mathfrak{B}|_0 = S \sqrt{R_1 R_2} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \quad (27)$$

Durch Differentiation von (27) nach κ erhält man den Kopplungsfaktor, welcher das Maximum der Verstärkung bei gegebenem Produkt $d_1 \cdot d_2$ hervorruft. Er kennzeichnet die sogenannte „kritische Kopplung“ und ist gleich $\kappa_{kr} = 1$

und somit

$$\kappa_{kr} = \sqrt{d_1 d_2} \quad (28)$$

Die maximale Verstärkung bei der kritischen Kopplung ist dann

$$|\mathfrak{B}|_{0, \max} = \frac{S}{2} \sqrt{R_1 R_2} \quad (29)$$

Meist kommt es nicht darauf an, in der Bandmitte eine möglichst große Verstärkung zu erzielen, sondern vielmehr, daß der Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Verstimmung (Amplitudencharakteristik) in der Umgebung der Bandmitte flach ist und sich möglichst an eine Horizontale anschmiegt. Die Bedingung dafür besagt, daß die ersten 3 Ableitungen von (15) nach η an der Stelle $\eta = 0$ Null sein müssen. Aus der Rechnung ergibt sich als Lösung ein bestimmter Kopplungsfaktor, welcher die transitionale Kopplung (transitional: einen Übergang bildend) kennzeichnet und in der normierten Form

$$\kappa_{tr} = \frac{k_{tr}}{\sqrt{d_1 d_2}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{d_2} + \frac{d_2}{d_1} \right)} \quad (30)$$

heißt, und daraus der tatsächliche transitionale Kopplungsfaktor

$$k_{tr} = \sqrt{\frac{1}{2} (d_1^2 + d_2^2)} \quad (31)$$

Im Fall symmetrisch gedämpfter Bandfilter mit $d_1 = d_2$ ist die transitionale Kopplung gleich der kritischen. In jedem anderen Fall weichen die Kopplungsfaktoren voneinander ab und ergeben unterschiedliche Charakteristiken (vgl. Abb. 2).

Bandverstärkung

Das Produkt aus Bandmittenverstärkung und Bandbreite (die sogenannte Bandverstärkung) stellt ein Maß für die Güte eines HF- bzw. ZF-Verstärkers dar. Die absolute Bandbreite (bezogen auf 3 db Abfall) eines Bandfilters mit transitionaler Kopplung beträgt nach (15) und (27)

$$B = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_1 C_2 R_1 R_2 d_1 d_2}} \frac{d_1 + d_2}{\sqrt{2}} \quad (32)$$

und die relative Bandbreite b bezogen auf die Bandmittenfrequenz ω_0

$$b = \frac{2\pi B}{\omega_0} = \frac{d_1 + d_2}{\sqrt{2}} \quad (33)$$

Mit (27), (30), (32) heißt das Produkt Bandmittenverstärkung mal Bandbreite

$$|\mathfrak{B}|_0 \cdot B = \frac{S}{4\pi \sqrt{C_1 C_2}} \frac{2\sqrt{1 + (d_1/d_2)^2}}{1 + d_1/d_2} \quad (34)$$

Der erste Faktor dieser Gleichung stellt die Bandverstärkung für eine Verstärkerstufe mit einem einfachen Schwingkreis und Ankopplung des Gitterkreises für das Maximum von $|\mathfrak{B}|_0 \cdot B$ dar. Bestehen C_1 und C_2 nur aus den Röhren- und Schaltkapazitäten, dann erhält er seinen höchsten erreichbaren Wert, der spezifisch für jede Röhrentype ist. Die hier behandelten Bandfilter sind besonders für Verstärker im Gebiet höherer Frequenzen bestimmt, die nur die Verwendung der Röhren- und Schaltkapazitäten zulassen. Deshalb sollen unter C_1 und C_2 diese natürlichen Kapazitäten verstanden werden. Der zweite Faktor ist der sogenannte Gewinnfaktor

$$\gamma = \frac{2\sqrt{1 + (d_1/d_2)^2}}{1 + d_1/d_2} \quad (35)$$

Er ist in Abb. 5 grafisch dargestellt. Für $d_1 = d_2$ ist $\gamma = \sqrt{2}$, für d_1 bzw. $d_2 = 0$ steigt der Gewinnfaktor auf $\gamma = 2$ an. Man kann also bei den vorgegebenen Kreiskapazitäten C_1 und C_2 durch Ungleichheit der Dämpfungen theoretisch einen Gewinn um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber dem symmetrisch bedämpften Bandfilter und um den Faktor 2 gegenüber dem Einzelkreis erzielen.

Konformität der Gleichungen

Vergleicht man (14) und (16), so ist zu erkennen, daß für die relative Verstärkung (d. h. ohne Berücksichtigung des konstanten Faktors) Übereinstimmung besteht für $d_1 = d_2 = d$ und

für $d_1 \ll d_2$, wenn

$$\left(\frac{k}{d}\right)^2 = 4 \left(\frac{k}{d_2}\right)^2 - 1 \quad (36)$$

und gleichzeitig

$$\frac{y}{d} = \frac{2y}{d_2} \quad (37)$$

Sollen die beiden Filter gleiche Bandbreiten haben, dann muß sein

$$d_1 = d_2 = d = d_2/2$$

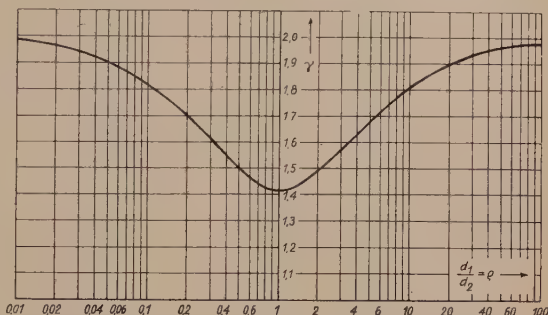


Abb. 5. Gewinnfaktor γ in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Dämpfungen der beiden Kreise des Bandfilters q

Sprungcharakteristik

Die Übertragungseigenschaften eines Verstärkers mit Bandfiltern können mittels der Amplituden- und Gruppenlaufzeitcharakteristik beurteilt werden. Beide Charakteristiken werden gemeinsam durch die Sprungcharakteristik erfaßt. Die direkte rechnerische Bestimmung der Sprungcharakteristik von Bandfiltern wird meist vermieden; man wendet statt dessen die von L a n d o n angegebene wesentlich einfachere indirekte Berechnung an, indem das Bandfilter auf ein analoges Tiefpaßfilter umzurechnen ist. „Analog“ soll dabei bedeuten, daß ein Sprung der Umhüllenden der HF-Schwingung (eine Zweiseitenbandübertragung vorausgesetzt) sich in gleicher Weise zeigt wie ein Gleichspannungssprung in einem Tiefpaßnetzwerk. Diese analogen Tiefpaßnetzwerke besitzen dann auch die gleichen Amplituden- und Phasencharakteristiken.

Nach L a n d o n hat ein System von zwei versetzt abgestimmten Schwingkreisen (erster Kreis mit C_1 , L_1 , R_1 und $d = 1/\omega_0 C_1 R_1$, zweiter Kreis mit C_2 , L_2 , R_2 und $d = 1/\omega_0 C_2 R_2$) ein Tiefpaßanalogon gemäß Abb. 6. Wenn dieses Analogon für die um $\delta = \pm \Delta \omega$ gegen die Bandmittenfrequenz ω_0 versetzt abgestimmten Einzelkreise gültig ist, muß es auch für zwei Schwingkreise gelten, die auf ω_0 abgestimmt und mit dem Faktor $k = 2\delta$ gekoppelt sind, d. h. also für ein abgestimmtes zweikreisiges Bandfilter. Für das Analogon nach Abb. 6 gelten die Beziehungen

$$d_t^2 = R^2 C / L$$

$$R C = \frac{d_t^2}{\omega_0 d} \quad (38)$$

und

$$2\delta = k = 2 \frac{d}{d_t} \sqrt{1 - \frac{d_t^2}{4}} \quad (39)$$

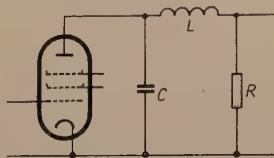


Abb. 6. Tiefpaßanalogon für Verstärkerstufe

Aus (39) wird

$$d_t = 2 \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{k}{d}\right)^2}} \quad (40)$$

und nach (38)

$$RC = \frac{4}{\omega_0 d} \frac{1}{1 + \left(\frac{k}{d}\right)^2} \quad (41)$$

Mit (40) und (41) kann aus einem vorgegebenen Bandfilter mit der Dämpfung d , der Bandmittenfrequenz ω_0 und dem Kopplungsfaktor k das Tiefpaßanalogon mit den Größen R , C und d_t bestimmt werden. Die Sprungcharakteristik des Tiefpaßnetzwerkes wird ermittelt mit der Annahme, daß ihm von einer Spannungsquelle mit großem Innenwiderstand im Zeitpunkt $t = 0$ ein Strom i von 0 auf den Wert i_1 springend zugeführt wird, um dann während der restlichen Beobachtungszeit konstant auf diesem Wert stehen zu bleiben. Die Spannung u am Ausgang des Netzwerkes in Abhängigkeit von der Zeit t stellt die Sprungcharakteristik dar. Für die Schaltung nach Abb. 6 gilt

$$i = i_L + i_C$$

und

$$L \frac{di}{dt} + i_L R = \frac{1}{C} \int i dt$$

für $i = \text{konstant}$ wird

$$\frac{di}{dt} = \frac{di_L}{dt} + \frac{di_C}{dt} = 0$$

Damit sind die Ausgangsgleichungen zur Berechnung gegeben und die Lösung ergibt die Sprungcharakteristik mit dem Ausdruck

$$\sigma = 1 - e^{-\frac{d_t}{2} \frac{t}{RC}} \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{d_t^2}{4}}} \cos \left[\frac{t}{RC} \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{d_t^2}{4}}} - \frac{d_t^2}{4} - \arcsin \frac{d_t}{2} \right], \quad (42)$$

wobei R , C , d_t für das Tiefpaßnetzwerk gelten. Die Spannung über dem ausgangsseitigen Widerstand ist

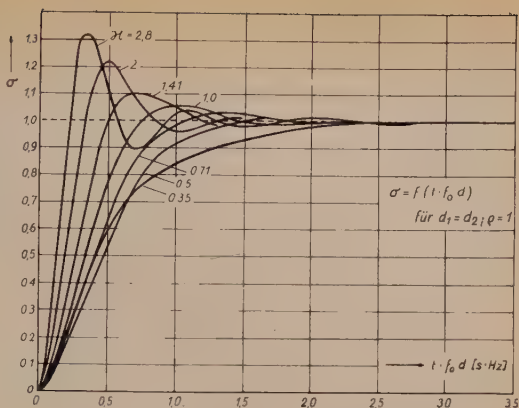
$$u = i_1 R \sigma$$

Zur Zeit $t = \infty$ wird $\sigma = 1$ und

$$u = i_1 R$$

In Abb. 7 sind die Sprungcharakteristiken für symmetrisch bedämpfte zweikreisige Bandfilter in Abhängigkeit von der normierten Zeit $t \cdot i_0 d$ für verschiedene Kopplungsfaktoren wiedergegeben, wobei t die Zeit in s, i_0 die Bandmittenfrequenz in Hz und d die Dämpfung der Bandfilterkreise bedeuten. Die Darstellungen zeigen, daß mit der Erhöhung des Kopplungsfaktors die Anstiegszeit der Sprungcharakteristik (Zeit, welche die Spannung braucht, um von 10 auf 90 % des bei $t = \infty$ erreichten Endwertes anzusteigen) geringer wird, aber das Überspringen (Maximalwert zum Endwert in %) zunimmt. Der Grund dieses Verhaltens ist aus der Betrachtung der zugehörigen Amplituden- und Gruppenlaufzeitcharakteristik zu erkennen. Mit zunehmendem Kopplungsfaktor wird zwar die effektive Bandbreite vergrößert, aber gleichzeitig nimmt die

Abb. 7. Sprungcharakteristik (relativer Betrag der Umhüllenden des hochfrequenten Trägers in Abhängigkeit vom Produkt aus der Zeit t in s, der Bandmittenfrequenz f_0 in Hz und der Dämpfung d) von zweikreisigen, symmetrisch bedämpften Bandfiltern bei verschiedenen Kopplungsfaktoren κ . Ein Teil der Kurven ist aus Gründen der Übersichtlichkeit der Darstellung vor Erreichen ihres konstanten Wertes abgebrochen worden.



Differenz der Gruppenlaufzeit im Übertragungsbereich erheblich zu. Außerdem erfährt das Spektrum eine unterschiedliche Verstärkung, und Seitenbänder höherer Ordnung werden etwas bevorzugt.

Da die Charakteristiken eines symmetrisch bedämpften Bandfilters stets gleich sind denen eines unsymmetrisch bedämpften Filters mit entsprechend geänderter Kopplungsfaktor und geänderter Verstimmung bzw. Kreisdämpfung, können aus Abb. 7 auch die Charakteristiken für den unsymmetrischen Fall abgeleitet werden [s. auch (36), (37)].

Der Einfluß einer fehlerhaften Abstimmung

Wie gezeigt worden ist, besitzt das unsymmetrisch bedämpfte Bandfilter den Vorteil, daß eine höhere Bandverstärkung gegenüber dem symmetrisch bedämpften zu erzielen ist. Dem steht der Nachteil gegenüber, daß die unsymmetrisch bedämpften Filter sehr empfindlich gegen fehlerhafte Abstimmung sind. Die richtige Abstimmung erfordert, daß Primär- und Sekundärkreis auf die gleiche Frequenz ω_0 abzustimmen sind. Wird beispielsweise der Sekundärkreis nicht auf ω_0 , sondern auf $\omega_0 (1 + \Delta)$ abgestimmt, oder erfährt die Kapazität des Sekundärkreises C_2 infolge Änderung der Röhreneingangskapazität der nachfolgenden Röhre (z. B. Röhrenwechsel, Alterung, Arbeitspunktverschiebung) eine Erniedrigung um den Faktor $(1 - 2\Delta)$ dann wird der sekundärseitige Kurzschlußleitwert

$$\mathfrak{G}_2' = \frac{1}{R_2} + j \left[\omega C_2 (1 - 2\Delta) - \frac{1}{\omega L_2 (1 - k^2)} \right] \quad (43)$$

[vgl. (2b)] und die Kreisdämpfung

$$d_2' = d_2 (1 + \Delta) \quad (44)$$

Werden diese beiden Beziehungen mit (4) bis (9) in (3) eingesetzt, dann erhält man für die Verstärkung

$$\mathfrak{B} = S \sqrt{R_1 R_2} \frac{\frac{k}{\sqrt{d_1 d_2}}}{y \left[\frac{1}{d_1 + \frac{1}{d_2 (1 + \Delta)}} - \frac{2\Delta}{d_2 (1 + \Delta)} - j \left[1 + \frac{k_2}{d_1 d_2} + y \frac{2\Delta}{d_1 d_2 (1 + \Delta)} - y^2 \frac{1}{d_1 d_2 (1 + \Delta)} \right] \right]} \quad (45)$$

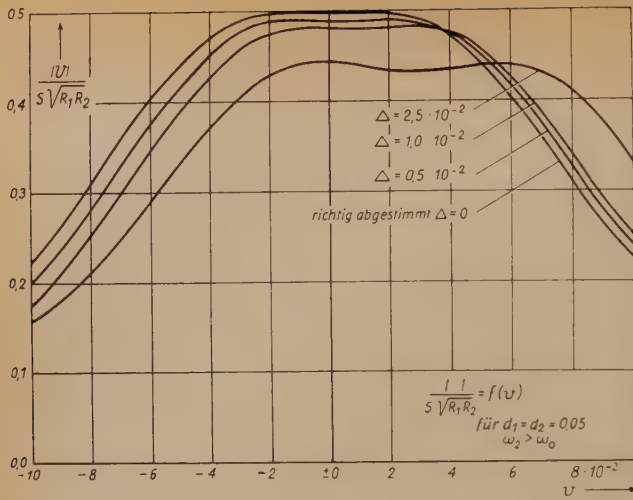
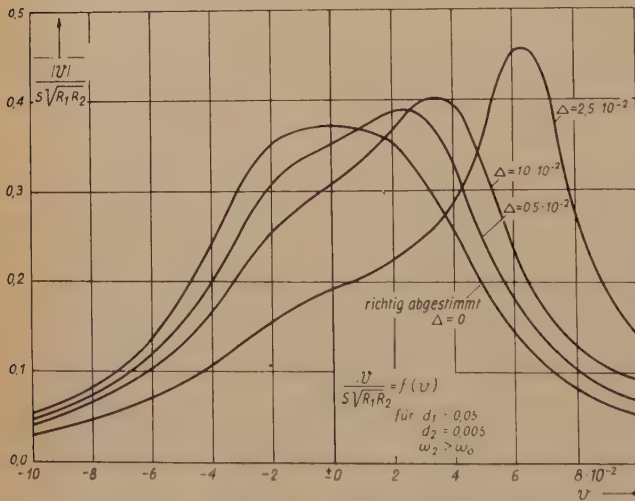
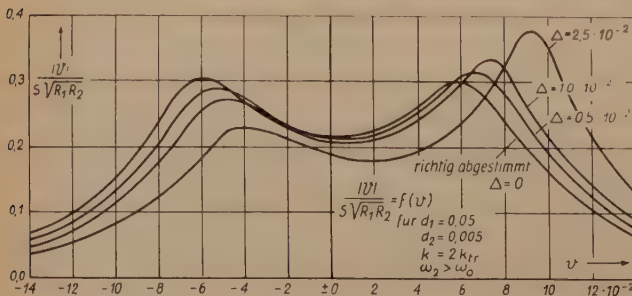


Abb. 8. Der Einfluß einer fehlerhaften Abstimmung der Sekundärseite eines Bandfilters auf die Amplituden - Charakteristik (relative Verstärkung in Abhängigkeit von der Verstimmung ν , die mit der sonst hierfür benutzten Bezeichnung y identisch ist) bei verschiedenem relativen Maß der Fehl-
abstimmung Δ

a) bei symmetrisch bedämpfem Bandfilter und transistionaler Kopplung



b) bei unsymmetrisch bedämpfem Bandfilter und transistionaler Kopplung



c) bei unsymmetrisch bedämpfem Bandfilter und einer Kopplung, die größer ist als die transistionale Kopplung

Tab. 1. Schema der qualitativen Veränderung der Amplitudencharakteristik bei Änderung der Kapazität bzw. bei fehlerhafter Abstimmung auf einer Bandfilterseite. Bandmittenfrequenz bei richtiger Abstimmung ist ω_0 .

Dämpfungs- verhältnis	Kreis	Primärkreis (1)		Sekundärkreis (2)	
	Kapazität	$C_1 (1 - 2 \Delta)$	$C_1 (1 + 2 \Delta)$	$C_2 (1 - 2 \Delta)$	$C_2 (1 + 2 \Delta)$
	Frequenz	$\omega_0 (1 + \Delta)$	$\omega_0 (1 - \Delta)$	$\omega_0 (1 + \Delta)$	$\omega_0 (1 - \Delta)$
$d_1 < d_2$	Anhebung	oberhalb ω_0	unterhalb ω_0	unterhalb ω_0	oberhalb ω_0
	Senkung	unterhalb ω_0	oberhalb ω_0	oberhalb ω_0	unterhalb ω_0
$d_1 = d_2$	Anhebung Senkung		k e i n e		
	Verschiebung gegenüber ω_0	nach oben	nach unten	nach oben	nach unten
$d_1 > d_2$	Anhebung	unterhalb ω_0	oberhalb ω_0	oberhalb ω_0	unterhalb ω_0
	Senkung	oberhalb ω_0	unterhalb ω_0	unterhalb ω_0	oberhalb ω_0

Der Ausdruck für den Betrag der Verstärkung kann aus (45) leicht abgelesen werden. In Abb. 8 sind einige durchgerechnete Beispiele einer fehlerhaften Abstimmung grafisch dargestellt.

Es ist zu erkennen, daß bei Bandfiltern mit symmetrischer Bedämpfung (Abb. 8a) die sekundärseitige Verstimmung nur eine Verschiebung der Amplitudencharakteristik um den Betrag gleich der halben fehlerhaften Verstimmung $2 \Delta/2$ hervorruft. Außerdem tritt eine geringe Verminderung des Betrages der Verstärkung ein. Der gleiche Effekt zeigt sich bei primärseitiger FehlAbstimmung. Sind dagegen Primär- und Sekundärkreis um den entgegengesetzt gleichen Betrag verstimmt, dann tritt keine Verschiebung, sondern lediglich eine Verminderung des Betrages auf. Zu starken Verformungen der Amplitudencharakteristik führt dagegen eine FehlAbstimmung bei unsymmetrisch bedämpften Bandfiltern (Abb. 8b); das gilt sowohl für einseitige als auch für entgegengesetzt gleiche fehlerhafte Verstimmung auf beiden Seiten. In jedem der möglichen Fälle wird der eine Kurvenast angehoben, der andere gesenkt. Das Maß der Verformung ist abhängig vom Verhältnis der FehlAbstimmung zur Bandbreite. In Abb. 8c sind die Ergebnisse bei einem Filter mit übertransitionaler Kopplung grafisch wiedergegeben. Tabelle 1 bringt eine kurze Übersicht der Zusammenhänge zwischen Vorzeichen der fehlerhaften Verstimmung, Dämpfung und Verformung.

Bandverstärkung eines n-stufigen Verstärkers mit transitional gekoppelten Bandfiltern

Werden n gleichartige, bandfiltergegekoppelte Verstärkerstufen hintereinandergeschaltet, dann erhöht sich die Bandmittenverstärkung gemäß (27) mit der Potenz von n , dagegen erfährt die Bandbreite mit zunehmender Stufenzahl eine Verringerung. Wie aus (15), (27), (31) abzuleiten ist, wird die Bandbreite (bezogen auf 3 db Abfall) bei transitional gekoppelten Bandfiltern bei n -Stufen um den Reduzierungsfaktor

$$\beta = (2^{1/n} - 1)^{1/4} \tag{47}$$

und in Annäherung für $n > 3$

$$\beta \approx 1/1,1^4 \sqrt{n} \tag{48}$$

Tab. 2. Bandbreiten-Reduzierungsfaktor β in Abhängigkeit der Stufenzahl n .

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
β	1,000	0,802	0,714	0,659	0,621	0,591	0,568	0,548	0,532	0,517

gegenüber der Bandbreite bei einer Stufe verringert. Der Faktor β kann Tabelle 2 entnommen werden.

Auch bei der Hintereinanderschaltung von n gleichartigen Stufen gibt die Bandverstärkung ein Maß für die Güte der Schaltung, sie stellt das Produkt der mittleren Stufenverstärkung mit der erhaltenen Gesamtbandbreite dar. Nach (34) und (35) ist

$$|\mathfrak{B}|_0 B = \frac{S}{4\pi \sqrt{C_1 C_2}} \gamma \beta \quad (49)$$

Zur Erzielung einer bestimmten Bandbreite B muß also jede einzelne Stufe eine $1/\beta$ -fache Bandbreite erhalten. Bei der Festlegung der Stufenzahl n eines Verstärkers mit einer gewünschten Gesamtverstärkung $|\mathfrak{B}|_{0 \text{ ges}}$ und einer Gesamtbandbreite B_{ges} ist von (49) auszugehen. C_1 und C_2 sind die wirksamen Kapazitäten; bei höheren Frequenzen und größeren Bandbreiten sind das die natürlichen Kapazitäten von Röhre und Schaltung. Die mittlere Stufenverstärkung ist

$$|\mathfrak{B}|_{0 \text{ m}} = \frac{S}{4\pi \sqrt{C_1 C_2}} \gamma \beta \quad (50)$$

und die Stufenzahl

$$n = \frac{\log |\mathfrak{B}|_{0 \text{ ges}}}{\log |\mathfrak{B}|_{0 \text{ m}}} \quad (51)$$

Während die Amplitudencharakteristik bei der Hintereinanderschaltung weitgehend erhalten bleibt, weist die gesamte Gruppenlaufzeitcharakteristik größere Differenzen im Verstärkerbereich auf. Diese Tatsache führt zu einer Verschlechterung der Spannungscharakteristik, was sich in einer Erhöhung der Anstiegszeit und einer Vergrößerung des Überschwingens äußert. In Tabelle 3 sind als Beispiel für verschiedene Stufenzahlen bei Verwendung von zweikreisigen transitional gekoppelten, symmetrisch bedämpften Bandfiltern errechnete Daten angegeben: die bei einer Gesamtbreite von 10 MHz mit der betreffenden

Tab. 3. n -stufige Verstärker mit Bandfiltern und mit versetzt abgestimmten Einzelkreisen. Vergleich der Kennwerte der Amplituden- und Sprungcharakteristik. Verwendete Röhre: EF 80.

Stufenzahl	transit. gekoppelte Bandfilter $d_1 = d_2$			versetzt abgestimmte Einzelkreise		
	Amplituden-Ch.	Sprung-Ch.		Amplituden-Ch.	Sprung-Ch.	
	$ \mathfrak{B} _{0 \text{ ges}}$ bei $B = 10 \text{ MHz}$	\bar{u} %	$t_a \cdot B$ sec · sec ⁻¹	$ \mathfrak{B} _{0 \text{ ges}}$ bei $B = 10 \text{ MHz}$	\bar{u} %	$t_a \cdot B$ sec · sec ⁻¹
1	10	4,3	0,69	7,1	0	0,70
2	65	6,3	0,72	50	4,3	0,69
3	368	7,7	0,75	358	8,1	0,73
4	1 920	8,4	0,76	2 540	10,9	0,78
5	9 390	9,2	0,78	18 100	12,8	0,82
6	43 900	10,0	0,79	128 000	14,3	0,85

Stufenzahl erreichbare Gesamtverstärkung (Bandmitte), das Produkt Anstiegszeit mal Bandbreite und das Überschwingen in %. Dabei ist die Röhre EF 80 mit den Nennwerten $S = 7,2 \text{ mA/V}$, $C_e = 7,2 \text{ pF}$, $C_a = 3,4 \text{ pF}$, Raumladungskapazität $\Delta C_0 = 2,6 \text{ pF}$ zugrunde gelegt. Einschließlich der Schaltkapazitäten wird dann $C_1 = 5,5 \text{ pF}$ und $C_2 = 11,8 \text{ pF}$ und damit $S/4\pi \sqrt{C_1 C_2} = 71 \text{ MHz}$. Zum Vergleich sind die entsprechenden Daten bei gleicher Stufenzahl mit versetzt abgestimmten Einzelkreisen angeführt. Es ist zu erkennen, daß die erreichbare Verstärkung bei dem Bandfilterverstärker oberhalb drei Stufen geringer ist als bei dem Verstärker mit Einzelkreisen, der jedoch bei diesen Stufenzahlen schlechtere Werte in der Sprungcharakteristik hat.

Zusammenfassung

Es werden die wichtigsten Beziehungen für Verstärkerschaltungen mit zweikreisigen Bandfiltern gebracht, dabei ist zwischen symmetrisch und unsymmetrisch bedämpften Filtern unterschieden worden. Flacher Verlauf des Betrages der Verstärkung (Amplitudencharakteristik) erfordert transitionale Kopplung, diese ist gleich der kritischen Kopplung bei symmetrisch bedämpften Bandfiltern. Die Bandverstärkung (Verstärkungsbetrag in der Bandmitte mal Bandbreite) ist bei transitional gekoppelten, unsymmetrisch bedämpften Bandfiltern im Extrem um den Faktor 2, beim symmetrisch bedämpften um den Faktor $\sqrt{2}$ größer als bei einem Einzelkreis mit optimaler Ankopplung. Die Sprungcharakteristik wird schlechter, sobald die Gruppenlaufzeitdifferenzen im Verstärkungsbereich zunehmen, was sich besonders bei übertransitional gekoppelten Filtern zeigt. Bei Reihenschaltung von bandfiltergekopplerten Stufen tritt eine Verringerung der Gesamtbreite auf, die durch Erhöhung der Einzelbandbreite ausgeglichen werden muß. Die Sprungcharakteristik erfährt mit zunehmender Stufenzahl eine Verschlechterung. Zu beachten ist dabei, daß die rechnerisch ermittelte Sprungcharakteristik vom idealen Sprung mit der Anstiegszeit Null ausgeht. In der Praxis treten solche idealen Sprünge nicht auf und die gemessenen Werte des Überschwingens sind um so geringer, je größer die Anstiegszeit des angewandten Sprunges ist.

Schrifttum

- [1] R. Feldtkeller: Hochfrequenzbandfilter (Neubearbeitung der Rundfunksiebschaltungen). S. Hirzel, Stuttgart, 1953.
- [2] C. Rint: HANDBUCH FÜR HOCHFREQUENZ- UND ELEKTROTECHNIKER, II. Bd. Verlag für Radio-, Foto-, Kinetotechnik, Berlin, 1953.
- [3] H. Rothe: Die Röhre im UKW-Empfänger, Teil 3. München, 1953.
- [4] F. Kerkhof und J. W. Werner: Fernsehen. Philips-Bücherei, 1951.
- [5] P. R. Aigrain: Generalized theory of the band-pass low-pass analogy, Proc. I.R.E. [1949], H. 10, S. 1152.
- [6] H. Behling: Dimensionierung von Breitbandverstärkern. Frequenz, Bd. 5 [1952], H. 11, S. 209 und S. 246.

*

*

*

Zur Klassifizierung der Quarz-Oszillatorschaltungen

Während sich heute die Technik der Schwingquartzfertigung ihrem Optimum nähert und eine Standardisierung der Quarztypen, Quarzhalter sowie der Meß- und Prüfverfahren erfolgen kann, herrscht noch keine vollständige Klarheit in der Beurteilung von Quarzschwingschaltungen. Dazu ist es

1. notwendig, die wesentlichen Kennzeichen einer solchen Schaltung (unter besonderer Berücksichtigung der Quarzbelange) herauszustellen,
2. müssen alle Schaltungen durch ein einfaches Klassifizierungsprinzip auf wenige „Schaltungsstammbäume“ zurückführbar sein.

Das Ziel solcher Untersuchungen wäre es, den Schwingquarz „angepaßt“ zu berechnen, wie man sonst in der HF-Technik gewohnt ist, Anlagen optimal zu entwerfen. Aufbauend auf Arbeiten von Herzog, Kettel u. a. ist vorliegende Arbeit ein Versuch in dieser Richtung.

1. Die Quarzoszillatorschaltung als Vierpol- oder Vierpolkettenschaltung

Einen Schwingquarz mit seiner Schaltung kann man zu einem Vierpol $\parallel \mathcal{A} \parallel$ bzw. zu einer Vierpolkette

$$\parallel \mathcal{A} \parallel = \parallel \mathcal{A}' \parallel \cdot \parallel \mathcal{A}'' \parallel \cdot \parallel \mathcal{A}''' \parallel \dots \dots \parallel \mathcal{A}^n \parallel \quad (1)$$

zusammenfassen. Zur Veranschaulichung sei in Abb. 1 ein allgemeiner Vierpol und in Abb. 2 eine Vierpolkette in Schwingschaltung dargestellt. Aufschluß über das Verhalten dieses Vierpols (mit Schwingquarz) gibt das Übertragungsmaß

$$e^{\kappa_B} = \frac{1}{2} \left(\mathcal{A}_{11} \sqrt{\frac{\mathcal{R}_2}{\mathcal{R}_1}} + \mathcal{A}_{12} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}} + \mathcal{A}_{21} \sqrt{\frac{\mathcal{R}_1}{\mathcal{R}_2}} + \mathcal{A}_{22} \sqrt{\frac{\mathcal{R}_1}{\mathcal{R}_2}} \right) \quad (2)$$

Die allgemeine Anfachungsbedingung für den Vierpol lautet

$$\frac{\bar{S}}{2} \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \geq -e^{\kappa_B} \quad (3)$$

\bar{S} ist dabei die wirksame mittlere Röhrensteilheit im Schwingzustand.

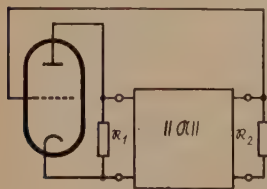


Abb. 1. Der allgemeine Vierpol in Schwingschaltung

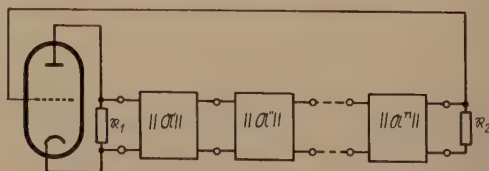


Abb. 2. Schwingschaltung mit Vierpolkette

Mit diesen allgemeinen Ansätzen lassen sich prinzipiell alle Schaltungen durchrechnen.

Die Kennzeichen einer Quarzoszillatorschaltung sind:

- a) der oder die Stabilisierungsfaktoren,
- b) die Anfachungsverhältnisse,
- c) die erzeugte Oszillatorfrequenz und
- d) die Quarzbelastung.

Zu a) Das wichtigste Kennzeichen eines Quarzoszillators ist der Stabilisierungsfaktor F . Er ergibt sich aus dem Imaginärteil des Betriebsübertragungsmaßes und wird dargestellt durch das Verhältnis der Frequenzänderung ohne Quarz zu der mit Quarz bei Variierung eines Schaltelements. Bei einer Quarzoszillatorschaltung lassen sich häufig mehrere Stabilisierungsfaktoren aufstellen. Man muß auf den kleinsten von ihnen am meisten achten und versuchen, ihn ausreichend zu vergrößern.

Zu b) Die Amplitudenbedingung ergibt sich aus (2) und (3).

Zu c) Die sich erregende Quarzfrequenz folgt aus (2).

Zu d) Die Quarzoszillatorschaltung muß so dimensioniert sein, daß der HF-Wechselstrom durch die Quarzscheibe möglichst klein bleibt und einen kritischen Wert nicht überschreitet.

2. Ein einzelner Vierpol im Rückkopplungsweg

Darunter sollen alle Schaltungen verstanden werden, die nur einen Vierpol im Rückkopplungsweg enthalten. Dabei kann man zwei Hauptarten feststellen.

2.1 Schaltungen, die sich als π -Glieder darstellen lassen. Hierher gehört die Mehrzahl der heute üblichen Quarzoszillatorschaltungen und

2.2 Schaltungen, die sich als Kreuzglieder darstellen lassen. Diese sind Brückenschaltungen für höhere Konstanzansprüche.

Zu 2.1: Bei den π -Gliedschaltungen wollen wir zunächst

2.1.1 Serienresonanz- und

2.1.2 Parallelresonanzschaltungen unterscheiden.

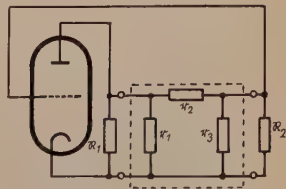


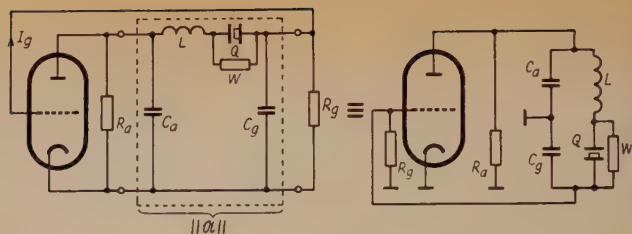
Abb. 3. π -Glied in Schwingschaltung

2.1.1 Die π -Glied-Serienresonanzschaltung

2.1.1.1 Die Schaltung

Abb. 3 zeigt ganz allgemein ein π -Glied in Schwingschaltung. Eine π -Glied-Schwingschaltung mit Quarz in der Serienresonanz ist aus Abb. 4 ersichtlich. Die Röhrenkapazitäten sollen in C_a und C_g enthalten sein, womit R_1 und R_2 als rein ohmisch angesehen werden können. Der Widerstand W soll nur ein Anschwingen der Schaltung über die Parallelkapazität des Quarzes verhindern. Er ist nur vorzusehen, falls dies erforderlich ist. Der Quarz schwingt in seiner Serienresonanz und wirkt als reiner Wirkwiderstand, sobald der Kreis L, C_a, C_g auf die Quarzfrequenz abgestimmt ist.

Abb. 4. π -Glieder-Schwingungsschaltung mit Quarz in Serienresonanz



2.1.1.2 Das Betriebsübertragungsmaß

Die Matrix des π -Gliedes

$$\| \mathfrak{M} \| = \begin{vmatrix} \mathfrak{M}_{11} & \mathfrak{M}_{12} \\ \mathfrak{M}_{21} & \mathfrak{M}_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r_2 g_3 + 1 & r_2 \\ g_1 + g_2 + g_1 g_3 r_2 & 1 + g_1 r_2 \end{vmatrix} \quad (4)$$

ergibt in (1) eingesetzt

$$2 e^{\kappa B} = (r_2 g_3 + 1) \sqrt{\frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1}} + \frac{r_2}{\sqrt{\mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}} + (g_1 + g_2 + g_1 g_3 r_2) \sqrt{\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}} + (1 + g_1 r_2) \sqrt{\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}} \quad (5)$$

Für die Komponenten des π -Gliedes können wir setzen

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{1}{j \omega C_g} & \mathfrak{M}_1 &= R_a = \alpha^2 R_g \\ r_2 &= j \omega L + j \omega_0 L_q v + R_q & \mathfrak{M}_2 &= R_g \\ r_3 &= \frac{1}{j \omega C_a} & C_a &= \beta^2 C_g \end{aligned} \right\} \quad (6a-f)$$

2.1.1.3 Die Oszillatorfrequenz

Aus dem Imaginärteil von $2 e^{\kappa B}$ erhalten wir den Zusammenhang zwischen Kreis- (v_k) und Quarzverstimmung (v)

$$v_k = \frac{L_q}{L} v - \frac{1 + \frac{L_q}{L} v}{\alpha^2 \beta^2 R_g^2 \omega^2 C_g^2} - \frac{R_q}{R_g} \cdot \frac{(\alpha^2 \beta^2 + 1)}{\alpha^2 (\beta^2 + 1)} \quad (7)$$

Macht man die Kreisverstimmung $v_k = 0$, so läßt sich der Einfluß der Abschlußwiderstände auf die Quarzverstimmung ermitteln zu

$$v = \frac{1}{Q_q} \left(\frac{1}{Q_g} + \frac{1}{Q_a} \right) = d_q (d_g + d_a) \quad (8)$$

wo Q_a und Q_g die „Güten“ der Anoden- bzw. Gitterkapazitäten bedeuten. Die Quarzverstimmung liegt selbst für Güten der Abschlußwiderstände von ~ 10 noch in der Größenordnung von 10^{-6} .

2.1.1.4 Die Stabilisierungsfaktoren

Aus (7) erhalten wir den Stabilisierungsfaktor F_{v_k} für die Oszillatorfrequenz bezüglich der Kreisverstimmung

$$F_{v_k} = \left| \frac{d v_k}{d v} \right| = \frac{L_q}{L} \left(1 - \frac{1}{(R_a \omega C_a) (R_g \omega C_g)} \right) = \frac{L_q}{L} \left(1 - \frac{1}{\varrho_a \varrho_g} \right) \quad (9)$$

Ebenfalls folgt aus (7)

$$R_g = \frac{1 + \frac{L_q}{L} v}{R_a \beta^2 \omega^2 C_g^2 + \frac{R_q (\alpha^2 \beta^2 + 1)}{\alpha^2 \beta^2 + \alpha^2}} = \frac{\frac{L_q}{L} v - v_k}{L} \quad (10)$$

Daraus läßt sich auch in bezug auf die Änderung der Wirkwiderstände ein Stabilisierungsfaktor gewinnen.

$$F_{R_g} = \left| \frac{d R_g}{d v} \right| = \frac{1}{\frac{1}{\varrho_a \varrho_g} + \frac{R_q}{R_g} \frac{\alpha^2 \beta^2 + 1}{\alpha^2 \beta^2 + \alpha^2}} \quad (11)$$

Allgemein kann man für beide Stabilisierungsfaktoren sagen, daß

$$F_{v_k} \sim \frac{L_q}{L} \quad (12a)$$

und ist.

$$F_{R_g} \gg F_{v_k} \quad (12b)$$

Änderungen der Röhreninnenwiderstände sind vernachlässigbar gegenüber Änderungen der Kreiselemente durch den TK und bei Röhrenwechsel.

2.1.1.5 Die Anfachung

Aus (3) folgt mit

$$C_k = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} \quad (13a)$$

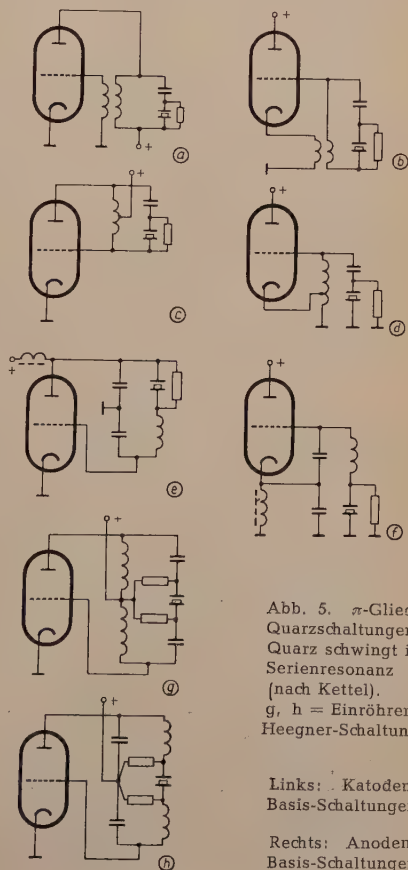


Abb. 5. π -Glied-Quarzschaltungen, Quarz schwingt in Serienresonanz (nach Kettel).
g, h = Einröhren-Heegner-Schaltung

Links: Katoden-Basis-Schaltungen

Rechts: Anoden-Basis-Schaltungen

$$\text{sowie } \ddot{u} = \frac{C_a}{C_a + C_g} \quad \text{und} \quad 1 - \ddot{u} = \frac{C_g}{C_a + C_g} \quad (13b, c)$$

für die Anfachungsbedingung

$$\ddot{u} (1 - \ddot{u}) \bar{S} \geq R_q \omega^2 C_k^2 \left(1 - \frac{1}{Q_a Q_g} \right) + \frac{\ddot{u}^2}{R_g} + \frac{(1 - \ddot{u})^2}{R_a} \quad (14)$$

2.1.1.6 Praktische Schaltungsvarianten

Abb. 5 zeigt eine Reihe von π -Glieder-Schaltungen, in welchen der Quarz in der Serienresonanz schwingt. Die Schaltungen 5g und 5h werden gewöhnlich mit „Ein-Röhren-Heegner-Schaltungen“ bezeichnet.

2.1.2 Die π -Glieder-Parallelresonanzschaltung

2.1.2.1 Die Schaltung

Aus dem Verlauf des Quarzblindwiderstandes (Abb. 6) sieht man, daß der Quarz eine induktive Komponente zwischen der Serien- (f_s) und der Parallelresonanz (f_p) besitzt. Man kann nun einfach das L des Kreises in Abb. 4 fortlassen und es durch die Blindkomponente des Quarzes ersetzt denken. Genau so könnte man auch den kapazitiven Teil des Blindwiderstandsverlaufes benutzen, wenn nicht die Quarzfrequenz hier doppeldeutig wäre. Eine Anfachung unterhalb der Serienresonanz oder oberhalb der Parallelresonanz wäre dann in der gleichen Schaltung möglich. Das führt aber zu Instabilitäten, und wir wollen daher nur Schaltungen mit „induktivem“ Quarz betrachten. Der Dämpfungswiderstand W der Abb. 4 fällt dabei natürlich weg.

Abb. 7 zeigt eine π -Glieder-Schaltung für Parallelresonanz.

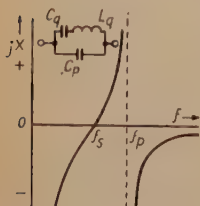


Abb. 6. Blindwiderstandsverlauf eines Quarzes

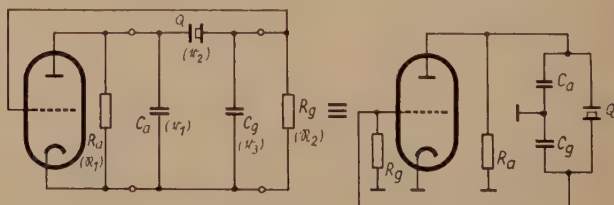


Abb. 7. π -Glieder-Schwingungsschaltung mit Quarz in Parallelresonanz („aperiodische Parallelresonanzschaltung“)

2.1.2.2 Das Betriebsübertragungsmaß

Für die Komponenten des π -Gliedes können wir in (5) setzen

$$\left. \begin{aligned} \Re_1 &= R_a \\ \Re_2 &= R_g \\ r_1 &= \frac{1}{j \omega C_a} \\ r_2 &= R_Q + j X_Q \\ r_3 &= \frac{1}{j \omega C_g} \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} g_1 &= j \omega C_a \\ g_3 &= j \omega C_g \end{aligned} \right\} \quad (15a-g)$$

2.1.2.3 Die Oszillatorfrequenz

Aus dem Imaginärteil ($2e^{+gB}$) wird mit

$$R_Q = \frac{R_q}{(1 - \Omega)^2} \quad (16a)$$

und

$$X_Q = \frac{1}{\omega C_p} \cdot \frac{\Omega}{1 - \Omega} \quad (16b)$$

$$\begin{aligned} \text{Imag. } (2e^{+gB}) = 0 = & \omega C_p R_q (\omega C_g R_g + \omega C_a R_a) + \\ & \Omega (1 - \Omega) [1 - \omega^2 C_a C_g R_a R_g] + \\ & \omega C_p (1 - \Omega)^2 [R_a R_g \omega C_a + R_g R_a \omega C_g] \end{aligned} \quad (17)$$

Mit

$$\varrho_g = \omega C_g R_g; \quad \varrho_a = \omega C_a R_a; \quad \varrho_k = \omega C_k R_{pq} \quad (18a-c)$$

und

$$d_p = \omega C_p R_q \quad (18d)$$

ist

$$\Omega = \frac{v}{v_p} = \frac{1}{1 + \frac{C_a \cdot C_g}{C_p (C_a + C_g)}} + d_p \left(\frac{1}{\varrho_a} + \frac{1}{\varrho_g} \right) \quad (19)$$

und damit wird

$$v = \frac{C_q}{C_p + \underbrace{\frac{C_g C_a}{C_a + C_g}}_{C_k}} + d_q \left(\frac{1}{\varrho_a} + \frac{1}{\varrho_g} \right) \quad (20)$$

Man vergleiche hier Formel (8) mit (20).

2.1.2.4 Der Stabilisierungsfaktor

Mit

$$C_p + C_k = \bar{C}$$

und

$$C_a = \frac{C_k}{1 - \bar{u}} = \frac{C - \bar{C}_p}{1 - \bar{u}} \quad (21)$$

erhalten wir den Stabilisierungsfaktor bezüglich der Kapazitätsänderung $\frac{d\bar{C}}{\bar{C}}$

$$F_{\bar{C}} = \left| \frac{d\bar{C}}{d\bar{v}} \right| = \frac{C_p + C_k}{C_q} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{1}{\varrho_k} \left(\frac{1}{\varrho_a} + \frac{1}{\varrho_g} \right) \right]} \quad (22)$$

Für den Stabilisierungsfaktor $F_{\bar{C}}$ gilt angenähert

$$F_{\bar{C}} \approx \frac{C_p + C_k}{C_q} \quad (23)$$

2.1.2.5 Die Anfachungsbedingung

Aus (2), (3) und (15) erhalten wir bei Nullsetzen des Imaginärteils

$$-\bar{S} \sqrt{R_a R_g} \geq 2 e^{g_B} = \sqrt{\frac{R_a}{R_g}} (1 - \omega C_a X_Q) + \sqrt{\frac{R_g}{R_a}} (1 - \omega C_g X_Q) + \frac{R_Q}{\sqrt{R_a R_g}} - \sqrt{R_a R_g} \omega^2 C_a C_g R_Q \quad (24)$$

Mit

$$\left. \begin{aligned} X_Q &= \frac{1}{\omega C_k} \\ C_k &= \ddot{u} C_g = (1 - \ddot{u}) C_a \end{aligned} \right\} \quad (25a, b)$$

ist

$$\ddot{u} (1 - \ddot{u}) \bar{S} \geq R_{q1} \omega^2 (C_p + C_k)^2 \left[1 - \frac{1}{Q_a Q_g} \right] + \frac{\ddot{u}^2}{R_g} + \frac{(1 - \ddot{u})^2}{R_a} \quad (26)$$

2.1.2.6 Einfluß kleiner $\frac{C_t}{C_p}$ -Verhältnisse auf die Anfachung in der „aperiodischen“ Schaltung

Oft tritt in der „aperiodischen“ Schaltung bei kleinen $\frac{C_t}{C_p}$ -Verhältnissen (besonders bei Quarzen tiefer Frequenz) ein Abreißen der Schwingungen ein. Dieses ist dann der Fall, wenn die Phasenbedingung nicht mehr erfüllt wird (Ähnliches gilt für alle π -Gliedschaltungen mit „induktivem“ Quarz).

Mit

$$C_t \sim C_k = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} \quad (27)$$

und

$$\frac{1}{\omega C_t} = \frac{1}{\omega C_p} \cdot \frac{\Omega (1 - \Omega) - d_p^2}{(1 - \Omega)^2 + d_p^2} \quad (28)$$

ist

$$\Omega_{1,2} = \frac{C_t}{2(C_t + C_p)} \cdot \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 d_p^2 \left(\frac{C_t + C_p}{C_t} \right)^2} \right] + \frac{C_p}{C_t + C_p} \quad (29)$$

Eine Anfachung ist aber nur möglich, solange

$$4 d_p^2 \left(\frac{C_t + C_p}{C_t} \right)^2 \leq 1 \quad (30)$$

oder

$$\left(\frac{C_t}{C_p} \right) \geq \frac{2 d_p}{1 - 2 d_p} \quad (31)$$

d. h., je größer die Paralleldämpfung $d_p = R_{q1} \omega C_p$, um so größer muß $\frac{C_t}{C_p}$ für eine Schwingungsanfachung gehalten werden.

2.1.2.7 Praktische Schaltungsvarianten

Abb. 8 zeigt eine Reihe von π -Glieder-Parallelresonanzschaltungen.

2.1.2.8 Zusammenhang zwischen den Parallel- und Serienresonanz- π -Gliedschaltungen

Nach Kettel [1] lassen sich die π -Glieder-Parallelresonanzschaltungen formal leicht auf die Serienresonanzschaltungen zurückführen. Betrachten wir die „aperiodische Schaltung“ nach Abb. 8e. Dem Quarz liegt dabei eine Kapazität von

$$C = C_p + \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} \quad (32)$$

parallel.

Damit die Summe der Blindwiderstände Null wird, muß der Quarz mit jener Verstimmung schwingen, bei der der induktive Widerstand des Quarzserienkreises gleich dem kapazitiven Widerstand von C wird. Dieses sei bei der Verstimmung

$$v_0 = \frac{C_q}{C_p + C_t} \quad (33)$$

der Fall. In der Umgebung von v_0 ist dann der Quarzserienwiderstand

$$\left. \begin{aligned} \Re_q &= R_q + j \omega_0 L_q (v + v_0) \\ &= R_q + j \omega_0 L_q v + j \omega_0 L_q v_0 \\ &= \Re'_q + j \omega_0 L \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Damit ist der Quarz aufgetrennt in einen um v_0 verstimmten Serienkreis mit dem gleichen R_q und L_q — da die Oszillatorfrequenz sehr nahe an ω_0 liegt — und eine Restinduktivität von der Größe

$$L = L_q \cdot v_0 \quad (35)$$

Damit kann man alle Beziehungen, die für die Serienresonanz- π -Gliedschaltung aufgestellt wurden, auch auf die π -Glieder-Parallelresonanzschaltungen der Abb. 8 anwenden.

2.1.2.9 Zur Dimensionierung der π -Gliedschaltungen

Vom Quarz seien die Ersatzdaten C_q , R_q und ω_0 gegeben. Von der Röhre sei die Schwingteilheit \bar{S} und die dabei erforderliche Gitterwechselspannung \bar{U}_g bekannt.

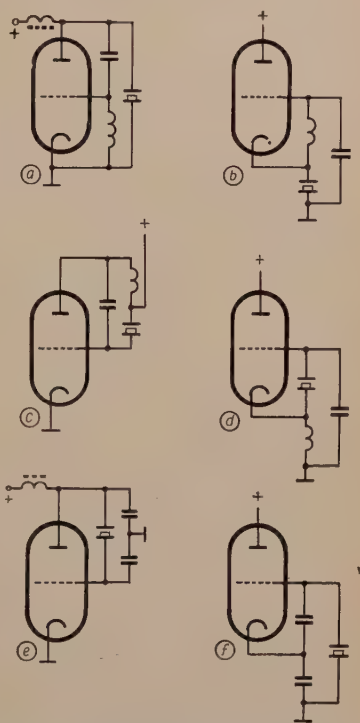


Abb. 8. π -Glieder-Parallelresonanzschaltungen
(links: Katodenbasisschaltungen,
rechts: Anodenbasisschaltungen)

Erwünscht ist ein möglichst großer Stabilisierungsfaktor F , um die beim Röhrenwechsel auftretenden Änderungen ΔC_a und ΔC_g in ihrem Einfluß auf die Frequenz möglichst gering zu halten.

Aus (14) findet man für die π -Gliedschaltung bei Vernachlässigung des Einflusses der Gitter- und Anodenwiderstände

$$C_{\max} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\bar{S}(1-\ddot{u})}{R_q}} \ddot{u} = \sqrt{\frac{\bar{S} C_q (1-\ddot{u})}{d_q \omega_0}} \ddot{u} \quad (36)$$

Mit diesem C_{\max} erhält man

$$F_{\max} = \frac{C_{\max}}{C_q} = \frac{1}{\omega_0 C_q} \sqrt{\frac{\bar{S} \cdot \ddot{u} (1-\ddot{u})}{R_q}} = \sqrt{\frac{\bar{S} \ddot{u} (1-\ddot{u})}{d_q \omega_0 C_q}} \quad (37)$$

Das Optimum für \ddot{u} liegt bei $\frac{1}{2}$, Anoden- und Gitterwechselspannung sind dann einander gleich. Betrachten wir nun die Verstimmung bei Röhrenwechsel. Es seien ΔC_g und ΔC_a gleich groß und von gleichem Vorzeichen. Dann wird der Kreis verstimmt um

$$-v_k = \frac{\Delta C}{C} \left(\ddot{u}^2 + (1-\ddot{u})^2 \right) \quad (38)$$

Für $C = C_{\max}$ und mit (36) ist dann die kleinste Verstimmung

$$-|v_{\Delta C}|_{\min} = \frac{\omega \Delta C \cdot d_q}{\bar{S}} \left(\frac{\ddot{u}}{1-\ddot{u}} + \frac{1-\ddot{u}}{\ddot{u}} \right) \quad (39)$$

Bei optimaler Dimensionierung sind hier nur die Quarzdämpfung d_q , die Frequenz ω und die Steilheit \bar{S} für die auftretende Verstimmung maßgebend.

Wichtig für die Beurteilung der Schaltung ist noch der Strom, der durch den Quarz fließt. Es ist

$$\left| \frac{I_q}{U_g} \right| = \frac{\omega C_{\max}}{\ddot{u}} = \sqrt{\frac{\bar{S}(1-\ddot{u})}{R_q \ddot{u}}} = \sqrt{\frac{\bar{S} \omega C_q (1-\ddot{u})}{d_q \ddot{u}}} \quad (40)$$

Mit diesen drei Beziehungen (36), (37) und (40) kann man im wesentlichen die π -Gliedschaltungen beurteilen.

Um F_{\max} möglichst groß und v_k möglichst klein zu machen, wird man $\ddot{u} = \frac{1}{2}$, um dagegen die Quarzbelastung klein zu halten, aber $\ddot{u} \rightarrow 1$ wählen. Als Kompromiß wird $\ddot{u} = 0,8$ gewählt.

In vielen Fällen wird es erwünscht sein, dem Oszillator eine möglichst große Wechselspannung zu entnehmen. Für diesen Fall ist

$$|U_g| = I_{q \max} \frac{\ddot{u}}{\omega C_q F} \quad (41)$$

oder

$$|U_a| = I_{q \max} \frac{1-\ddot{u}}{\omega C_q F} \quad (42)$$

Eine große Wechselspannung kann also nur auf Kosten des Stabilisierungsfaktors erreicht werden.

2.1.2.10 Dimensionierungsbeispiel einer π -Gliedschaltung

Es soll beispielsweise ein Eichoszillator in π -Gliedschaltung für 1 MHz mit Quarz im Thermostat dimensioniert werden. Gegeben ist ein Quarz mit

$$C_q = \frac{1}{150} \text{ pF}, \quad R_q = 150 \, \Omega$$

und einer Elektrodenfläche des Quarzes $0_{el} = 1 \text{ cm}^2$. Als Röhre wähle man eine steile Röhre mit kurzer Charakteristik, z. B. die EF 80, mit einer maximalen Steilheit von 8 mA/V . Bei $U_g = 2 \text{ V}$ sei noch mit $\bar{S} = 3 \text{ mA/V}$ zu rechnen, \bar{u} habe den Wert 0,8. Es ist dann

$$C_{\max} = 285 \text{ pF} \text{ und } F_{\max} = 4,27 \cdot 10^4$$

Für die Stabilität gegenüber Röhrenwechsel und Kreisänderungen folgt

$$\frac{\Delta f/f}{\Delta C} = 2,8 \cdot 10^{-8} / \text{pF}$$

Der spezifische Quarzstrom ergibt sich zu $4,5 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2 \cdot \text{MHz}}$. Dieser Wert liegt nahe

an der zulässigen Grenze von $5 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2 \cdot \text{MHz}}$ für Dickenschwinger.

Der Quarz sei in einem Thermostaten mit einem Wärmedurchgriff¹⁾ von 1 % untergebracht, ferner ist der TK der Frequenz des Quarzes bei der Arbeitstemperatur ($+70^\circ\text{C}$) des Thermostaten $= 0,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$.

Wenn sich nun die Umgebungstemperatur von $+10^\circ$ bis $+60^\circ\text{C}$ ändert, zeigt der Quarz im Thermostat (mit Thermometer als Temperaturschalter) eine relative Frequenzänderung von maximal $2,5 \cdot 10^{-7}$.

Für die Kreiselemente sei ein resultierender TK von $100 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ vorgesehen. Der Kreis- TK wird durch den Stabilisierungsfaktor des Quarzes verkleinert und ergibt eine Frequenzänderung infolge des Einflusses der Umgebungstemperatur von

$$\frac{\Delta f}{f} = 1,17 \cdot 10^{-9}/^\circ\text{C}$$

oder zwischen $+10^\circ$ und $+60^\circ\text{C}$

$$\frac{\Delta f}{f} = 5,85 \cdot 10^{-8}$$

Im ungünstigsten Fall ergibt sich dann in diesem Temperaturbereich eine gesamte Frequenzänderung von $3,08 \cdot 10^{-7}$.

2.1.2.11 Die „Pierce“-Schaltung

Diese Schaltung wird häufig falsch dimensioniert. Abb. 9 zeigt diese Schaltung mit Ersatzschaltbild in der Darstellung als π -Gliedschaltung. Da der Quarz aus Gründen der Eindeutigkeit der Frequenz auf dem induktiven Teil seiner Blindwiderstandskurve betrieben wird, muß der Anodenkreis zur Schwingungsanfängung induktiv (L_1) sein.

1) Der Wärmedurchgriff eines Thermostaten ist gleich dem Verhältnis der Änderung der Innentemperatur zur Änderung der Außentemperatur.

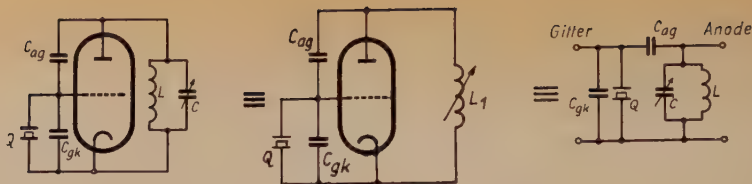


Abb. 9. „Pierce“-Schaltung und Ersatzschaltbild

Es läßt sich für das Rückkopplungsverhältnis \ddot{u} setzen

$$\ddot{u} = (1 - \omega_0^2 L_1 C_{ag}) \quad (43)$$

Dem Quarz liegt eine Kapazität parallel von der Größe

$$C' = C_p + C_{gk} + \frac{C_{ag}}{1 - \omega^2 L_1 C_{ag}} \quad (44)$$

Der Quarz schwingt mit einer Verstimmung

$$v_0 = \frac{C_q}{C'} = \frac{C_q \ddot{u}}{C_{ag} + \ddot{u} (C_p + C_{gk})} = \frac{C_q \ddot{u}}{C_0} \quad (45)$$

Die Amplitudenbedingung ergibt

$$(C_0)_{\max} = \left(C_{ag} + \ddot{u} (C_p + C_{gk}) \right)_{\max} = \sqrt{\frac{\bar{S} C_q}{\omega_0 d_q}} \cdot \ddot{u} (1 - \ddot{u}) \quad (46)$$

$$(C_0)_{\max} = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{\bar{S}}{R_q}} \cdot \ddot{u} (1 - \ddot{u}) \quad (47)$$

Für den Strom durch den Quarz folgt

$$\left| \frac{I_q}{U_g} \right| = \sqrt{\frac{\bar{S} \omega_0 C_q}{d_q}} \cdot \frac{1 - \ddot{u}}{\ddot{u}} = \frac{\omega_0 (C_0)_{\max}}{\ddot{u}} \quad (48)$$

Formal verhält sich die „Pierce“-Schaltung wie die bereits betrachtete aperi-odische Schaltung, wobei die maßgebende Kapazität gleich

$$C_{ag} + \ddot{u} (C_p + C_{gk})$$

wird.

Ebenso läßt sich formal ein Stabilisierungsfaktor ansetzen.

$$(F_0)_{\max} = \frac{(C_0)_{\max}}{C_q} = \sqrt{\frac{\bar{S} \ddot{u} (1 - \ddot{u})}{\omega_0 d_q C_q}} \quad (49)$$

Aus dieser allgemeinen Beziehung für den Stabilisierungsfaktor ist aber das Verhalten der Schaltung noch nicht zu klären. Es muß vielmehr die Stabilität gegenüber den Änderungen der äußeren Schaltelemente untersucht werden.

Für die Verstimmung bei Röhrenwechsel erhalten wir unter der Annahme gleicher Kapazitätsänderungen an Gitter und Anode der Röhre

$$-(v_{\Delta C})_{\min} = \frac{\Delta C \cdot \omega_0 d_q}{\bar{S}} \cdot \left(\frac{\ddot{u}}{1 - \ddot{u}} + \frac{1 - \ddot{u}}{\ddot{u}} \right) \quad (50)$$

wie bisher unverändert den gleichen Wert.

Für die Kreiselemente ergibt sich als Stabilisierungsfaktor, der definiert wird als das Verhältnis der relativen Änderung der Schaltelemente zu der eintretenden Verstimmung, zu

$$\left. \begin{aligned} F_{C_{ag}} &= F_0 \left(1 + \ddot{u} \frac{C_p + C_{gk}}{C_{ag}} \right) \\ F_{C_p + C_{gk}} &= F_0 \cdot \frac{1}{\ddot{u}^2} \cdot \left(\ddot{u} + \frac{C_{ag}}{C_p + C_{gk}} \right) \\ F_L &= F_0 \cdot \frac{1 + \frac{\ddot{u} (C_p + C_{gk})}{C_{ag}}}{1 - \ddot{u}} \\ \text{bzw.} \quad F_L &= F_{C_{ag}} \cdot \frac{1}{1 - \ddot{u}} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Die Abb. 10 zeigt den Verlauf von $F_{C_{ag}}$ und $F_{C_p + C_{gk}}$ über dem frei zu wählenden Verhältnis von $\frac{C_{ag}}{C_p + C_{gk}}$. Der Verlauf dieser Kurven legt ein kleines

$\frac{C_{ag}}{C_p + C_{gk}}$ -Verhältnis nahe, da eine Änderung von C_{ag} bzw. von L (man beachte dessen TK!) größer ist als die Änderung von $(C_p + C_{gk})$. Aus Gründen der Quarzbelastbarkeit wählt man zur Dimensionierung $\ddot{u} = 0,8$. Aus den Röhrendaten erhält man $(C_p + C_{gk}) \ddot{u} + C_{ag}$. Dabei ist C_{gk} die Summe der Gitter-Katodenkapazität der Oszillatorröhre und einer weiteren Festkapazität.

Mit einem gewählten $\frac{C_{ag}}{C_p + C_{gk}}$ -Verhältnis bestimmt man dann C_{ag} und

$C_p + C_{gk}$. Aus C_{ag} und \ddot{u} ergibt sich aus (43) die Anodeninduktivität L_1 .

Die wirksame Induktivität des Anodenkreises ist

$$L_1 = \frac{L}{(1 - \omega_0^2 L C)} \quad (52)$$

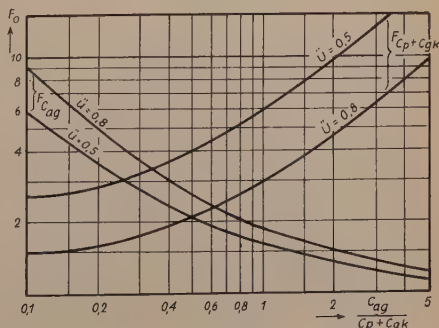


Abb. 10. Die Stabilisierungsfaktoren der „Pierce“-Schaltung (nach Kettel)

Eine Änderung von L erscheint dann als

$$\frac{\Delta L_1}{L_1} = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{1}{1 - \omega_0^2 L C} \quad (53)$$

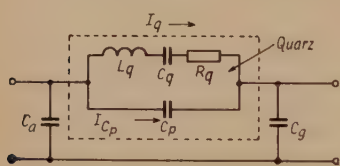
Um die Konstanz der resultierenden Anodenkreisinduktivität nicht zu verschlechtern, muß man für genügend Abstand zwischen der Anodenkreisfrequenz und der Quarzfrequenz sorgen. C_{ag} darf nun aber nicht so klein gewählt werden, daß L_1 nicht mehr realisierbar ist. Man wird deshalb C_{ag} nicht viel kleiner als C_{gk} machen.

Es wird häufig der Fehler begangen ($C_{gk} + C_p$) $\ddot{u} + C_{ag}$ zu klein zu wählen. Durch Verkleinerung von L_1 wird die Anfachung auf normale Verhältnisse gebracht. Die Schwingfrequenz liegt dann bei höherer Frequenz als bei richtig dimensionierter Schaltung; v/v_p liegt nahe bei 1. Der Quarzstrom ist dann zwar gering, aber der Stabilisierungsfaktor ist bedeutend schlechter geworden.

2.1.2.12 Die Quarzbelastung in den π -Gliedschaltungen

Um bei der Quarzbelastung von der Röhre unabhängig zu werden, bezieht man den Quarzstrom auf die Gitterwechselspannung der Röhre.

Unter Vernachlässigung von $\frac{1}{R_g}$ gegen ωC_g ist bei der Serienresonanzschaltung



$$\left| \frac{I_q}{U_g} \right| = \omega C_g \quad (54)$$

Mit

$$C_k = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} = \ddot{u} C_g \quad (55)$$

ist

$$\left| \frac{I_q}{U_g} \right| = \omega C_k \cdot \frac{1}{\ddot{u}} \quad (56)$$

Abb. 11. Zur Quarzbelastung der π -Glieder-Parallelresonanzschaltung

Das gleiche gilt für die Parallelresonanzschaltung (Abb. 11). Hier ist

$$\left| \frac{I_q + I_{Cp}}{U_g} \right| = \omega C_g \quad (57)$$

Da

$$\frac{I_q}{I_{Cp}} = \frac{-1}{\omega^2 L_q C_p v} \quad (58)$$

und

$$v = \frac{C_t}{C_p + C_t} \quad (59)$$

mit

$$C_k = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} + C_p = C_t + C_p \quad (60)$$

ist, wird wieder

$$\left| \frac{I_q}{U_g} \right| = \frac{\omega C_k}{\ddot{u}} \quad (61)$$

wie bei der Serienresonanzschaltung.

(wird fortgesetzt)

PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Aktenzeichen;

(bei Patent-Erteilungen): Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Patentrollennummer, Aktenzeichen

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag; (bei Patent-Erteilungen): Beginn der Dauer des Patentes

dritten Zeile (bei Patent-Anmeldungen und -Erteilungen mit ausländischer Priorität: Tag der Voranmeldung

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): In der Klammer bedeuten T. mit entsprechender Ziffer die Anzahl der Textseiten (Beschreibung und Ansprüche) der Auslegestücke und Z. mit entsprechender Ziffer die Blattzahl der Zeichnungen im DIN-A-4-Format

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht die der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt.

Patent-Anmeldungen

- 21a¹, 36. B 13 583
2. 2. 51 18. 2. 54
(USA: 21. 2. 50)
Bendix Aviation Corp.; „Schwingungserzeuger“ (T. 10; Z. 1)
- 21a², 16/03. N 1071
25. 8. 37 18. 2. 54
K. Nowak, Wien; „Schallstrahler m. räuml. wirkend. Wiedergabe“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 46/03. S 28 985
20. 6. 52 18. 2. 54
Siemens & Halske AG; „Vorrichtg. z. Befestigg. eines Antennenträgers, insb. f. UKW-od. Fernsehfeldipole an einem Mast, z. B. Standrohr“ (T. 4; Z. 1)
- 21a⁴, 49. F 4311
30. 9. 50 18. 2. 54
(USA: 21. 1. 44)
International Standard Electric Corp.; „Mehrkanaübertragungssystem mit Zeitselektion“ (T. 19; Z. 7)
- 21a⁴, 74. P 7418. V 3260
4. 4. 52 18. 2. 54
Pintsch-Electro GmbH; „Kopplungsanordng. f. HF-Kreise“ (T. 3; Z. 2)
- 21c, 5/03. I 3966
30. 3. 51 18. 2. 54
(USA: 1. 4. 50)
International Standard Electric Corp.; „Mikrowellenübertragungsanlage“ (T. 11; Z. 1)
- 21g, 34. N 949
27. 5. 50 18. 2. 54
(Niederl.: 1. 6. 49)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Leiternetzwerk m. einer innerhalb d. Durchlaßbereichs geebnet. Betriebsdämpfungs-kurve“ (T. 10; Z. 2)
- 21g, 34. V 3926
6. 6. 42 18. 2. 54
Dr. phil. habil. O. Vierling, Hannover; „Brückensperrkreisschaltg.“ (T. 6; Z. 1)
- 42c, 42. S 26 251
8. 12. 51 18. 2. 54
Süddeutsche Apparate-Fabrik GmbH; „Piezoelekt. Kristallelemente f. elektromechan. Wandler“ (T. 5; Z. 2)
- 74b, 8. G 8541. G 4091
1. 4. 52 18. 2. 54
(Frankr.: 2. 4. 51)
P. F. M. Gloess, Paris; „Vorrichtg. z. Erzeugg. lagemodul. elektr. Impulse“ (T. 11; Z. 1)
- 21a⁴, 8/02. N 5338
5. 4. 52 18. 2. 54
(Niederl.: 9. 4. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Schaltungsanordng. z. Synchronisierg. eines Oszillators“ (T. 6; Z. 1)
- 21a⁴, 8/02. Sch 8894
26. 2. 52 18. 2. 54
Schomandl KG; „Verf. z. Synchronisierg. eines Oszillators auf Normalfrequenzoberwellen“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 16/02. N 7183
13. 5. 53 25. 2. 54
(Niederl.: 17. 5. 52)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Sendevorrichtg. f. Frequenzverschiebungstelegraphie“ (T. 6; Z. 1)
- 21a⁴, 24/01. N 5718
28. 6. 52 25. 2. 54
(Niederl.: 2. 7. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Überlagerungsempfangsschaltg.“ (T. 9; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. T 5399
5. 12. 51 25. 2. 54
Telefunken-Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltg. z. Abstimmungsanzeig.“ (T. 9; Z. 2)
- 21a⁴, 29/05. N 6949
27. 3. 53 25. 2. 54
Norddeutsche Mende-Rundfunk GmbH; „Abstimm. HF-Verstärkerstufe f. hohe Frequenzen“ (T. 10; Z. 1)
- 21a⁴, 35/18. T 7413
13. 2. 53 25. 2. 54
Telefunken-Gesellschaft f. drahtl. Telegraphie; „Vorsatzgerät, m. eigener Allstromversorgg., insb. f. d. UKW-Empfang“ (T. 6; Z. 1)
- 21a⁴, 68. Sch 1926
15. 3. 41 25. 2. 54
G. v. Schaub, Immenstadt (Bay.); „Indukt. Abstimmordnung.“ (T. 4; Z. 2)
- 21a⁴, 71. S 5095
31. 1. 38 25. 2. 54
Siemens - Schuckertwerke AG; „Einrichtg. z. Bestimmg. d. Feldenergie od. d. Feldrichtg. an belieb. Punkten eines hochfrequenten elektromagnet. Wechselfeldes“ (T. 7; Z. —)
- 21e, 30/10. S 11 398
29. 1. 45 25. 2. 54
Siemens & Halske AG; „Gegengekoppelt. Gleichstrom-Röhrenverstärker f. d. Meß- und Regeltechnik, insb. f. pH-Wert-Messg.“ (T. 8; Z. 2)
- 21e, 36/02. S 22 165
4. 4. 45 25. 2. 54
Siemens & Halske AG; „Leistungsmesser f. sehr kurze elektr. Wellen“ (T. 6; Z. 1)

21e, 36/03. F 4435
21. 3. 44 25. 2. 54
Fernseh GmbH; „Phasenmeß-
gerät“ (T. 7; Z. 1)

21g, 34. p 56 440 D
29. 9. 49. 25. 2. 54
(Großbrit.: 1. 10. 48 u. 13. 9. 49)
Electric & Musical Industries
Ltd.; „Elektr. Weichenfilter“
(T. 10; Z. 1)

21g, 35. M 15 421
6. 9. 52 25. 2. 54
E. Müller, Lüneburg; „Vorrichtg.
z. Ausnützg. d. Anziehungs-
kraft auf Grund d. Johnsen-
Rahbeck-Effektes“ (T. 16; Z. 2)

21a¹, 7/03. S 28 489
10. 5. 52 4. 3. 54
Siemens & Halske AG; „Verf.
z. gleichzeit. Übertrag. meh-
rerer Signale nach d. Fre-
quenzstufenverf., insb. meh-
rerer telegraf. Nachrichten“
(T. 14; Z. 1)

21a⁴, 24/01. N 6117
23. 9. 52 4. 3. 54
(Niederl.: 27. 9. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Überlagerungsempfäng.
m. einem in groben u. in fei-
nen Stufen abstimmb. Orts-
oszillator“ (T. 9; Z. 1)

21a⁴, 29/01. L 12 199
26. 4. 52 4. 3. 54
Loewe Opta AG; „Demodulator-
schaltg. für frequenzmodul.
Schwäng.“ (T. 5; Z. 1)

21a⁴, 29/01. N 6199
8. 10. 52 4. 3. 54
(Niederl.: 11. 10. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Überlagerungsempfäng.
m. selbsttät. Frequenzkorrekt.“
(T. 7; Z. 1)

21a⁴, 69. B 4549
31. 12. 40 4. 3. 54
J. Pintsch KG; „Abstimmglied
b. Resonanzleitg. f. ultra-
kurze Wellen“ (T. 4; Z. 1)

21a⁴, 74. I 3269
3. 1. 38 4. 3. 54
(USA: 2. 1. u. 4. 5. 37)
International Standard Electric
Corp.; „HF-Netzwerk z. fre-
quenzabhäng. Kopplg. zweier
Schaltteile“ (T. 33; Z. 10)

21a⁴, 74. I 3363
3. 1. 38 4. 3. 54
(USA: 2. 1. u. 4. 5. 37)
International Standard Electric
Corp.; „Entkoppelnde HF-
Brückenschaltg.“ (T. 16; Z. 4)

21g, 35. Sch 8403
28. 12. 51 4. 3. 54
Dr.-Ing. E. Schmidt, München;
„Verf. z. Steigerg. d. Wärme-
übertrag. b. elektr. Nicht-
leitern“ (T. 2; Z. —)

21a¹, 7/03. S 32 419
2. 3. 53 11. 3. 54
Siemens & Halske AG; „Schal-
tungsanordng. z. Steuerg. d.
Schwingungsfrequenz eines
rückgekoppelt. Schwingungs-
erzeugers“ (T. 13; Z. 2)

21a¹, 36. St 2556. M 6772
30. 9. 50 11. 3. 54
(Großbrit.: 20. 2. 48)
International Standard Electric
Corp.; „Einrichtg. f. Impuls-
codemodulat.“ (T. 14; Z. 3)

21a², 18/03. St 3870
30. 1. 51 11. 3. 54
Dipl.-Ing. F. Stumper, Ocholt
(Oldbg.); „Röhrenlose Ver-
stärkereinheit“ (T. 1; Z. 1)

21a⁴, 14/01. L 14 834
2. 3. 53 11. 3. 54
Licentia Patent-Verwaltungs-
GmbH; „Aus Trockengleich-
richterlementen aufgebaut.
Modulator“ (T. 6; Z. 1)

21a⁴, 15. S 27 020
1. 2. 52 11. 3. 54
Siemens & Halske AG; „Schal-
tungsanordng. z. Herabsetzg.
nichtlinearer Verzerrg. von
mehrstuf. gittermodul. Sen-
dern“ (T. 3; Z. 1)

21a⁴, 16/02. S 29 876
21. 8. 52 11. 3. 54
Siemens & Halske AG; „Schal-
tungsanordng. z. Regelg. d.
Frequenzhöhe eines Telegra-
fiesenders“ (T. 8; Z. 3)

21a⁴, 35/30. T 5879
7. 3. 52 11. 3. 54
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Schaltungs-
anordng. z. Erzeugg. d. Git-
tervorspanng.“ (T. 4; Z. 1)

21a⁴, 74. L 4302
3. 4. 37 11. 3. 54
C. Lorenz AG; „Anordng. z.
Verwendg. d. HF-Spule nach
Patent 766 455 f. HF-Trans-
formatoren m. gering. Kopp-
lungsgrad“ (T. 4; Z. 1)

21a⁴, 75. S 31 509
15. 12. 52 11. 3. 54
Siemens & Halske AG; „Hal-
terg. f. lösbar an einer Grund-
platte zu befestigende becher-
förm. Teile, insb. f. Abschirm-
becher elektr. Filter od. dgl.“
(T. 6; Z. 1)

Patent-Erteilungen

21a¹, 36. 906 705. J 2134
26. 9. 50
(USA: 1. 3. 46)
IBM Deutschl. Internat. Büro
Masch. Ges. mbH; „Kipp-
schaltg. f. zwei stabile Zu-
stände m. zwei Kippühren“

21a⁴, 9/01. 906 707. T 5225
31. 5. 41
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Durch Mit-
nahme stabilisierter, selbst-
schwingender Ultrakurzwellen-
generator, bei welchem eine
Elektronenströmung i. einer
Generatorstrecke (Leistungs-
strecke) Energie an ein
Schwingungsfeld abgibt“

21a⁴, 29/01. 906 943. T 5839
29. 2. 52
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Schaltungsan-
ordng. z. Amplitudenbegrenzg.
b. Empfang frequenzmodulier-
ter Schwingungen“

21a⁴, 69. 906 819. W 4877
3. 1. 51
Dipl.-Ing. R. Wessel, Hagen/
Westf., u. H. Köberlein, Frank-
furt/M.; „Einrichtg. z. Ab-
stimmg. d. Oszillatorkreises
eines Überlagerungsempfäng-
ers f. hochfrequente Signale“

21a⁴, 69. 906 945. F 6068
22. 4. 51
Felten & Guilleaume Carlswerk
AG; „Elektrischer Schwin-
gungskreis“

21a⁴, 74. 906 585. p 15 112 D
2. 10. 48
C. Lorenz AG; „Mittel- u. Hoch-
frequenzübertrager“

- 21g, 1/02. 906 831. S 26 267
11. 12. 51
R. Sliwka, Kinheim/Mosel; „Vereinfachte Herstellg. v. Induktionsspulen, Drosseln u. Transformatoren“
- 21g, 11/02. 906 955. L 11 946
29. 3. 52
LICENTIA Patent-Verw. GmbH; „Verf. z. Erzeugg. größerer zusammenhängender defektleitender Bereiche i. d. Außenschichten v. überschußeitenden Germaniumkristallen“
- 21a¹, 21. 907 188. J 2124
24. 9. 50
(USA: 27. 11. 45)
IBM Deutschland Internationale Büro Maschinen GmbH; „Röhrensender, insb. Telegraphiesender, dessen Ausgangskreis verschiedene Kombinationen v. zeitl. verschied. bemessenen Zeichen sendet“
- 21a², 2/01. 907 422. H 5028
18. 8. 50
H. Hintze, Bogen/Donau; „Lautsprechersystem“
- 21a⁴, 8/02. 907 190. T 1480
23. 6. 50
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Kopplungsschaltg. z. Verbindg. eines im wesentlichen durch einen piezoelektr. Kristall gebildet. elektr. Schwingungskreis m. einem frequenzmodulierbaren Oszillator“
- 21a⁴, 14/01. 907 313. p 52 799 D
24. 8. 49
(Niederl.: 28. 7. 49)
Dr.-Ing. R. Merten, Stuttgart-Zuffenhausen; „Zweipol-Schaltung m. in d. Phase variierb. komplexen Widerstand“
- 21a⁴, 29/01. 907 064. T 6261
28. 5. 52
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltg. m. Blindwiderstandsröhre“
- 21a⁴, 29/01. 907 192. N 2340
28. 5. 44
(Niederl.: 1. 6. 43)
NV Philips Gloeilampenfabrieken; „Regelschaltg.“
- 21a⁴, 14/01. 907 539. B 8721
10. 7. 40
Blaupunkt-Elektronik GmbH; „Verf. z. Modulat. v. UKW-Sendern“
- 21a⁴, 14/01. 907 663. G 4620
29. 10. 41
Dipl.-Ing. G. Guanella, Zürich (Schweiz); „Schaltg. z. Veränderg. d. Abstimmg. elektr. Schwingkreise“
- 21a⁴, 29/01. 907 664. T 5119
3. 11. 51
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Überlagerungsempfäng., b. d. eine ZF-Röhre in Reflexschaltg., insb. z. UKW-Verstärkg. verwendet wird“
- 21a⁴, 69. 907 543. T 5218
28. 1. 41
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Gegentakt-Schwingungstopf f. kurze elektrische Wellen“
- 21a⁴, 74. 907 544. L 4098
5. 7. 40
C. Lorenz AG; „Anordng. z. Zusammenschluß einer koaxialen HF-Energieleitg. m. einer symmetr. HF-Energieleitg.“
- 21a⁴, 74. 907 545. T 2514
10. 6. 41
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Übertrager f. sehr kurze elektromagnet. Wellen“
- 21a⁴, 74. 907 546. T 5622
20. 1. 52
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Ankopplg. einer Scheibenröhre an eine Hohlrohrleitg.“
- 21a⁴, 74. 907 666. B 4560
12. 7. 40
J. Pintsch KG; „Anordng. f. ultrakurze Wellen z. Übergang v. einer konzent. Energieleitg. in eine aus Drähten od. Bändern bestehende Doppelleitg.“
- 21a⁴ 77. 907 547. N 2535
16. 6. 42
(Niederl.: 18. 6. 41)
NV Philips Gloeilampenfabrieken; „Einstellb. Widerstand f. hohe Frequenzen“
- 42s, —. 907 950. G 7284
27. 10. 51
M. Grundig; „Verf. z. Herstellg. v. elektromechan. Wandlern unt. Verwendg. v. piezoelektr. Kristallen“
- 51f, 2/01. 907 490. S 32 038
17. 3. 51
R. Seybold, Straßburg-Meinau (Frankr.); „Schaltungsanordnung z. Abstimmen d. Schwingungserzeugers elektr. Musikinstrumente“
- 21a², 18/02. 908 145. A 11 770
16. 4. 40
AEG; „Verstärk. für kleine Gleichströme, insb. f. Meßzwecke“
- 21a², 18/08. 908 146. L 9453
30. 6. 51
LICENTIA Patent-Verwaltungs-GmbH; „Anordng. z. Vergrößerg. d. Verstärkungsgrades v. magnet. Verstärkern (gleichstromvormagnetisiert. Drosselspulen) durch Rückkopplg.“
- 21a⁴, 29/50. 908 035. T 2178
29. 9. 39
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Röhrenanordng. f. Kurzwellen“
- 21g, 10/01. 908 283. St 1584
16. 7. 42
Steatit-Magnesia AG; „Regelb. Kondensator m. vorgeschriebenem Temperaturbeiwert aus zwei aufeinandergleitend., vorzugsw. gegeneinander drehb. Scheiben“
- 21g, 10/02. 908 393. St 1656
7. 5. 44
Steatit-Magnesia AG; „Elektr. Kondensator f. mittlere Spannung mit Dielektrika aus keram. Werkstoff“
- 21g, 13/40. 908 286. B 8690
4. 2. 43
Blaupunkt-Elektronik GmbH; „Schaltungsanordng. m. Magnetfeldröhren“
- 21a¹, 36. 908 865. T 867
30. 8. 41
Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Anordng. z. zeitl. Verzöberg. v. sehr kurzen elektr. Impulsen“

Musik und Technik

Die fortschreitenden Erkenntnisse auf allen Gebieten der Naturwissenschaften wandeln mehr und mehr die Vorstellungen von der uns umgebenden Welt. Erstreckten sie sich ursprünglich in erster Linie auf das physikalische und chemische Geschehen, so dringen sie heute in Sphären ein, die Reservate des Individuums zu sein schienen: in die schönen Künste. Hier ist es vor allem die Musik, die sich der physikalischen und mathematischen Behandlung besonders anbietet, und so ist es nicht erstaunlich, daß bereits um die Jahrhundertwende recht genaue Vorstellungen von der Natur und dem Aufbau der Musikklänge und der Sprachlaute vorhanden sind. Die stetige Entwicklung der physikalisch-technischen Meßmethoden und neue mathematische Erkenntnisse haben jedoch in den letzten Jahrzehnten auch hier wie in so vielen anderen Gebieten die „klassischen“ Vorstellungen in mancher Hinsicht grundlegend verändert.

Diesen vielfältigen und neuen Erkenntnissen nachzugehen und ihrem heutigen Stand entsprechend darzustellen, hatte sich die vom Außeninstitut der Technischen Universität, Berlin-Charlottenburg, in Gemeinschaft mit der Hochschule für Musik auf Anregung von Priv.-Doz. Dr.-Ing. F. Winckel, Berlin, in der Zeit vom 12. Januar bis 24. Februar 1954 veranstaltete Vortragsreihe „Musik und Technik“ zum Ziel gesetzt.

„Naturwissenschaftliche Probleme der Musik“ behandelte Dr.-Ing. F. Winckel in seinem einleitenden Vortrag. Entgegen der überlieferten Anschauung ist der Klang kein stationäres Gebilde, sondern sein Merkmal ist — wie überhaupt die Musik — die Bewegung. Der Klang-eindruck wird wesentlich durch nichtstationäre Vorgänge, durch Einschwingvorgänge bestimmt. So betrachtet, ist die Notenschrift eine physikalische Irrealität, weil es das, was sie darzustellen versucht, physikalisch gesehen eigentlich nicht gibt. Die akustischen Probleme lassen weitgehende Analogien mit der Wechselstrom-technik erkennen, die heute auch die Einschwingvorgänge in den Vordergrund der Betrachtungen stellt.

Für die Behandlung akustischer Fragen genügt es also nicht mehr, allein die Zusammensetzung eines Klanges aus Grund- und Oberschwingungen zu betrachten, sondern die als Folge der Einschwingvorgänge neben dem Grundton auftretenden Töne (Geräusche) sind integrierende Bestandteile und müssen unbedingt in den Betrachtungskreis einbezogen werden, weil gerade sie dem Ton sein charakteristisches Gepräge geben. Eine wesentliche Rolle spielt dabei der Zeitfaktor. Nimmt man eine Zeit-

dauer von 0,1 s als das statistische Mittel von intonierten Klängen der Musikliteratur aller Zeiten an, dann ergibt sich eine „Bandbreite“ von etwa 20 Hz an Stelle der diskreten Sinusschwingung des Grundtonverlaufs. Das bedeutet, daß unabhängig von der Höhe der Frequenz im ganzen Frequenzbereich Nebentöne in einem Abstand von ± 20 Hz auftreten. Es tritt somit eine hörbare „Verbreiterung“ ein, die bei tiefen Tönen den beträchtlichen Umfang von \pm ein Ganzton ausmacht. Daraus erklärt sich das charakteristische Gepräge tiefer Orgel- und sonstiger Instrumententöne.

Je kürzer die Zeitdauer des Tones wird, um so größer wird die Bandbreite. Bei extrem kurzen Zeiten endlich wird eine exakte Wahrnehmung infolge Geräuschverwischung unmöglich. Hier liegt ein Analogon zur Heisenbergschen „Unschärferelation“ vor, die in der Atomphysik eine so bedeutende Rolle spielt.

Über die „Historische Entwicklung des Instrumentenbaues“ berichtete Professor Dr. H.-H. Draeger, Berlin. Bis zum frühen Mittelalter liegen zuverlässige Unterlagen über den Klang der Musikinstrumente nicht vor. Die Ara bis etwa 1750 ist durch den „starren Klang“ gekennzeichnet, das heißt der Ton der Instrumente ist nicht oder nur sehr wenig dynamisch modulationsfähig. Diesem Stand des Instrumentenbaues entsprechend, sind die Kompositionen bis zu dieser Zeit im wesentlichen durch den „Starrklang“ gekennzeichnet, wie es jede Bachsche Fuge oder auch Concerto grosso Händels zeigt. Bei der Orgel ist eine Dynamikänderung nur durch wechselnde Register- und damit Pfeifenzahl (bzw. bei Orchesterwerken durch Änderung der Zahl der musizierenden Instrumente) möglich.

Nach etwa 1750 erlauben die technischen Fortschritte im Instrumentenbau eine erhebliche Modulationsfähigkeit des Klanges, wie er sinnfällig im „Pianoforte“ gegenüber dem früher ausschließlich benutzten Cembalo und seiner Vorläufer zum Ausdruck kommt. Der Fortschritt im Instrumentenbau findet auch sofort seinen Niederschlag in der zeitgenössischen Komposition, die sich der neuen technischen Möglichkeiten in hohem Maße bedient. Wie an Hand einer Reihe von ausgezeichneten Tonbandbeispielen gezeigt wurde, ist es musikalisch durchaus vertretbar, eine Bachsche Fuge auf dem Pianoforte zu spielen. Eine Komposition von Debussy hingegen, der als typischer Vertreter des Impressionismus gerade die dynamischen Möglichkeiten ausnutzt, wird, auf dem Cembalo gespielt, zur musikalischen Unmöglichkeit. Daß diese Unterschiede nicht eine Eigenheit der modernen Komposition an sich sind, zeigten Musikproben aus Werken von Hindemith, die in der Interpretation auf dem Cembalo noch durchaus annehmbar sind, wenn sie sich in ihrer musikalischen Form der Zeit vor 1750 nähern, also z. B. bei einem fugenähnlichen Thema.

Eine dritte Epoche scheint sich in unserer Zeit anzubahnen, in der die elektronische Musik versucht, neue Gebiete zu erschließen. Diese neue Musik ist zum Teil dadurch gekennzeichnet, daß der Mensch als ausübender Musiker und Interpret ausgeschaltet wird und mehr und mehr die Rolle eines „schaltenden Technikers“ übernimmt.

„Die musikalischen Forderungen an die Übertragungsanlage“ behandelte Priv.-Doz. Dr. H. Etzold, Berlin, so, daß er in den Vordergrund der Betrachtungen die physikalischen Eigenschaften der Übertragungsanlagen stellte, die erfüllt sein müssen, wenn beim Zuhörer ein möglichst großes Echtheitsempfinden ausgelöst werden soll. Diese Fragestellung enthält das wirklich akute und zu lösende Problem, weil heute künstlerische Darbietungen weit mehr auf indirektem, elektroakustischem Wege an das Ohr des Zuhörers gelangen als durch direktes Anhören.

Stellt man unter diesem Blickwinkel die gesamte Übertragungskette zusammen, so findet man, daß sie z. B. bei einer Musikübertragung im Gehirn des Komponisten beginnt, der dem Zuhörer ein bestimmtes Erlebnis vermitteln will, und im Hör- und Empfindungszentrum des Zuhörers endet. Dazwischen liegen als wichtigste elektroakustische Glieder Aufnahmeraum, Mikrofon, Verstärkerzug, Lautsprecher und Wiedergaberaum, die also nur einen Teil der Übertragungskette bilden. Die letzten Endes interessierende Frage ist die, welche Veränderungen innerhalb des elektroakustischen Teiles der Kette für das Gesamtbild ausschlaggebend sind. Die Beschäftigung mit der Bewertung einer elektroakustischen Anlage ist also neben den elektrischen Problemen auch ein psychoakustisches Problem, bei dem die Beziehung zwischen subjektiver Bewertung und physikalischer Gegebenheit hergestellt werden muß. Von den oben erwähnten fünf Zwischengliedern ist das kritischste Glied der Aufnahmeraum. Diese Behauptung ist leicht einzusehen, wenn man daran denkt, daß der Zuhörer trotz der Einkanal-Übertragung in der Lage ist, sich aus dem Klangbild eine ganz bestimmte geometrische Vorstellung vom Aufnahmeraum zu bilden. Es ergibt sich aus Frequenzgangeigenheiten, aus Laufzeit- und aus Phasenunterschieden, da der Mensch im täglichen Leben gelernt hat, diese Komponenten für eine „akustische Ortung“ heranzuziehen. Diese Bedeutung des Aufnahmeraumes wurde vom Vortragenden in anschaulicher Weise praktisch demonstriert.

Die zur Verfügung stehenden Mikrofone haben einen derartigen Hochstand der technischen Entwicklung erreicht, daß sie im allgemeinen bei der Betrachtung elektroakustischer Probleme außer Betracht gelassen werden können. Die modernen Verstärker genügen hinsichtlich Frequenz- und Dynamikumfang ebenfalls hohen Anforderungen. Wichtig ist hingegen, das

Verhalten des Verstärkers gegenüber nichtstationären Vorgängen kritisch zu untersuchen, weil gerade diese Vorgänge für die Erreichung eines natürlichen Klangeindrucks von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Das schwächste Glied in der Übertragungskette ist immer noch der Lautsprecher. Es ist besonders wichtig, daß er in der Lage ist, auch nichtstationäre Vorgänge formrichtig wiederzugeben. Ein Lautsprechersystem allein ist noch kein vollwertiger akustischer Wandler, sondern Montage und Einbau des Systems stellen mindestens genau so wichtige Faktoren dar. Die Schwierigkeit liegt darin, eine vernünftige Anpassung der schwingenden Membran an die umgebende Luftsäule zu erreichen. Geeignete Systeme hierfür sind das Exponentialhorn, das Labyrinth und die Box.

Auf dem Gebiet der Schallspeicherung konnten in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte erzielt werden. Vor allem die magnetische Schallaufzeichnung hat heute eine Vollkommenheit erreicht, daß Unterschiede zwischen Original und Aufzeichnung kaum noch hörbar sind. Ebenso hat die Schallplatte durch neue Aufnahmetechniken und neue Materialien Fortschritte erreicht, die sie für viele Anwendungszwecke dem Magnetband gleichwertig erscheinen läßt. Ohne Zweifel gehört die Zukunft hier den Schallplatten mit 45 und $33\frac{1}{3}$ U/min.

Eine Reihe von ausgesuchten Musikbeispielen auf verschiedenen Schallträgern demonstrierte in Verbindung mit einer besonders guten Verstärker- und Lautsprecheranlage die heute mögliche Qualität.

Die „Elektronische Musik“ eröffnet der Musik und Technik ein neues Aufgabengebiet. Dr. W. Meyer-Eppeler, Bonn, stellte seine Ausführungen ganz auf dieses Thema ab und verzichtete auf die Behandlung elektronischer Musikinstrumente, die lediglich bekannte Klänge nachbilden (Hammond-Orgel, Polychord-Orgel usw.). Die elektronischen Musikinstrumente sollen nach der Auffassung des Vortragenden nicht die Rolle eines Instrumentes zum Erzeugen bekannter Klänge spielen, sondern zunächst dem Hörspiel und dem Tonfilm neue akustische Möglichkeiten für bestimmte Effekte und Stimmungen geben. Die Ausnutzung der vielen technischen Möglichkeiten gestattet es, Klänge synthetisch hervorzurufen, die vorher noch keines Menschen Ohr vernommen hat. Die Erzeugung derartiger Klänge ist dann allerdings kaum noch die Aufgabe des Musikers, sondern weitmehr Aufgabe des „Musik-Ingenieurs“. Von der Kompliziertheit der dabei auftretenden Probleme macht man sich vielleicht ein Bild, wenn man hört, daß eine Spieldauer von einer Minute mindestens eine Aufnahmezeit von einer Stunde, manchmal aber auch von einem Tag erfordert. Es ist dem NWDR zu danken, daß er in vorbildlicher Weise im „Studio für elektronische Musik“ des Kölner Funkhauses einem Kreis begeisterter Musiker,

Techniker und Wissenschaftler die Möglichkeit gegeben hat, an dieser neuen Technik zu arbeiten. Arbeitsgeräte des auf diesem Gebiet Schaffenden sind nicht mehr Papier und Feder, sondern Magnetband, elektrischer Strom, Magnetfelder, Hallraum und viele andere technische Hilfsmittel mehr.

Bisher nicht bekannte Effekte lassen sich beispielsweise durch multiplikative Mischung zweier Töne erreichen, wobei durch geeignete Anordnungen die Grundtöne selbst ganz unterdrückt werden können. Weitere neuartige Effekte können durch mehrfache Überspielungen, zum Teil mit verschiedenen Geschwindigkeiten, und durch Rückwärtslaufen des Bandes erzeugt werden. Die Umkehrung der Einschwingvorgänge läßt so den Ton aus dem Nichts entstehen, um abrupt abubrechen, wenn die Hand des schaltenden Technikers es befiehlt . . . Vorgänge, die die Natur nicht kennt, und die deshalb dem Ohr so neuartig und fremd vorkommen.

Ein Studio-Konzert „Elektronische Musik“ gab Gelegenheit, eine Reihe von interessanten Proben aus der Arbeit des Kölner Kreises kennenzulernen. Die „musica su due dimensioni“ von Bruno Maderna war neben anderen ein interessantes Beispiel für diese moderne Auffassung, vielleicht eine Parallele zur nicht-gegenständlichen Malerei. Oskar Sala, der Meister des Trautoniums, führte sein „Concertino für Mixtur-Trautonium und elektrisches Phantasie-Orchester“ vor, gleichzeitig ein instruktives Beispiel für die mehrschichtige Beispi lung.

„**Raumakustische Forderungen**“ an einen Konzertsaal stellte Dr. R. Thiele, Göttingen, zusammen. Aus den klassischen Untersuchungen von Sabine ist bekannt, daß der Nachhall von entscheidender Bedeutung für den Eindruck vom musikalischen Geschehen ist. Eingehende Untersuchungen an vielen, wegen ihrer guten Akustik gerühmten Konzertsälen haben Zahlenwerte ergeben, die inzwischen zum Allgemeingut des Elektroakustikers geworden sind. Auch der Architekt sollte sich ihrer bei der Planung neuer Konzertsäle bedienen und die Innengestaltung nicht nur nach architektonischen und ästhetischen Gesichtspunkten vornehmen, um später nicht mehr zu korrigierende Fehler von vornherein zu vermeiden. Die Frequenzabhängigkeit des Nachhalls läßt sich durch die Vielzahl der heute zur Verfügung stehenden schallschluckenden Materialien (poröse und membranöse Dämpfer) in praktisch beliebigem Maß korrigieren. Auch der Einfluß unterschiedlicher Besetzung des Saales kann durch geschickte Wahl der Bestuhlung und andere Hilfsmittel eliminiert werden.

Die neuesten Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß die Nachhallzeit in ihrer klassischen Formulierung allein nicht der ausschlaggebende Faktor für die Akustik eines Raumes ist, son-

dern daß der Schallstreuung, der „Diffusität“, eine mindestens ebenso wichtige Rolle zukommt.

Um für die Beurteilung verschiedener Konzertsäle ein Vergleichsmaß zu haben, ist der Begriff der „Deutlichkeit“ geprägt worden. Unter Deutlichkeit wird dabei das Verhältnis des in den ersten 50 ms eintreffenden reflektierten Schalles zur Gesamtintensität des Schalles verstanden. Unter diesem Gesichtspunkt ist eine Reihe von Konzertsälen und Theatern vermessen worden, und die gezeigten Meßergebnisse gaben interessante Aufschlüsse über die unterschiedlichen Eigenschaften der Räume, vor allem auch hinsichtlich der Verständlichkeit auf den verschiedenen Plätzen.

Das Göttinger Institut hat es übernommen, alle wichtigen Konzertsäle Deutschlands und eine Reihe ausländischer systematisch zu untersuchen, um dadurch Unterlagen für die zukünftige Gestaltung von Konzertsälen, Theatern und Studios zu gewinnen.

Die Orgel gilt auch heute mit Recht noch immer als die Königin der Instrumente. „**Akustische Untersuchungen an alten und neuen Orgeln**“ wurden von Regierungsrat Dr. W. Lottermoser, Braunschweig, in großer Zahl durchgeführt. Sie geben Aufschluß über die physikalischen Zusammenhänge, die zum Beispiel einer guten Barockorgel ihr charakteristisches Gepräge verleihen. Betrachtet man die Orgelentwicklung, dann fällt auf, daß moderne Orgeln sehr dazu neigen, die Tiefen überzubetonen, woraus sich der für die Interpretation klassischer Orgelwerke oft zu „dicke“ Klang erklärt. Über die rein physikalischen Ergebnisse hinaus haben die Untersuchungen aber auch hohen kunsthistorischen Wert. Geben sie doch dem Orgelbauer die Möglichkeit, bei der Restaurierung alter Orgeln den ursprünglichen Klang wiederherzustellen. Es mag den Orgelbauer, der vielfach noch technischen Meßmethoden ablehnend gegenübersteht, merkwürdig angehen, wenn er vor die Aufgabe gestellt wird, den gewünschten Klangcharakter nach der Anzeige eines Tonspektrometers zu erreichen. Aber auch hier wird sich die Anwendung technischer Hilfs- und Meßmittel nicht länger verhindern lassen.

Eine Reihe von ausgewählten Bandaufnahmen unterstützte auch hier in sehr wirkungsvoller Weise den Vortrag und führte in analytischer Form die Unterschiede von Orgeln verschiedener Baumeister und Epochen vor. Besonders interessant waren Vergleichsaufnahmen von einer Orgel, die nach der ersten Restaurierung noch nicht ihren früheren Klang hatte, aber nach Auswertung der Messungen ihren alten Vorbildern wieder ähnlich gemacht werden konnte.

Im letzten Vortrag kam der Musiker zum Wort. Professor Boris Blacher, Musik-Hochschule Berlin, nahm als Musiker zu den zahlreichen

aufgeworfenen Fragen Stellung. „Die musikalische Komposition unter dem Einfluß der technischen Entwicklung der Musik“, mit diesem Thema muß sich der schaffende und interpretierende Musiker unserer Zeit in irgendeiner Form auseinandersetzen. Zahlreiche Probleme wirft dieser Fragenkomplex auf. Gibt er doch dem Komponisten die Möglichkeit, sein Werk direkt auf das Tonband aufzuzeichnen und damit den Interpreten mit seinen vielen Deutungsmöglichkeiten auszuschalten. So betrachtet ist es vielleicht wirklich eine „exakte Musik“. Daneben versuchen zeitgenössische Komponisten, musikalische Themen nach den Gesetzen der Mathematik zu verarbeiten, um dadurch zu neuen Formen zu kommen. Wie sich der Musiker zu dieser Art von Musik, die noch einer eigenen Notenschrift entbehrt, stellen wird, das muß die Zukunft zeigen. Auseinandersetzen muß er sich mit ihr!

Die Vortragsreihe fand ihren Abschluß mit einem Schlußwort von Professor H. H. Stuckenschmidt. Ein Kolloquium vereinigte am nächsten Abend den Kreis der besonders Interessierten: Techniker, Musiker, Ärzte, Psychologen, Philosophen und Ästhetiker. Es wäre zu wünschen, wenn Mittel und Wege gefunden würden, um dem Kreis, der sich hier zusammengefunden hat, noch oft Gelegenheit zu geben, sich mit aktuellen Problemen von „Musik und Technik“ auseinanderzusetzen. -th

Gegenseitige Modulation zweier Schallwellen in Luft

Schallvorgänge in Luft ergeben im allgemeinen nur Druckerhöhungen bis zu $2 \cdot 10^{-3}$ Atmosphären. Deshalb bleibt das Gesetz von Boyle-Mariotte gültig, und die Luft bildet ein vollkommen lineares Übertragungsmedium¹⁾. Anders verhält sie sich aber bei hohen Frequenzen und großen Amplituden. Erzeugt man z. B. Ultraschall von 30 kHz und 29 kHz und ordnet man die beiden Schallquellen in geringem Abstand voneinander so an, daß in dem Zwischenraum stehende Wellen entstehen, so hört man den Differenzton von 1000 Hz²⁾, und zwar geht dieser niederfrequente Schall von den Druckknoten der stehenden Wellen aus. Der niederfrequente Schall konnte sowohl unmittelbar mit dem Ohr als auch objektiv durch ein Mikrofon nachgewiesen werden. Als Schallerzeuger wurden zwei „Ionophone“ benutzt, die den Schall durch die thermische Wirkung von Ionen erzeugen. Die Lautstärke wird mit 95 db über $2 \cdot 10^{-4}$ Bar am Ausgang der Ionophone angegeben. Wie groß

sie am Ort der stehenden Wellen war, ist aus dieser Angabe nicht zu entnehmen. Die Lautstärke der entstehenden Niederfrequenzschwingung nimmt zwischen 20 ... 30 kHz mit der Höhe der Ultrafrequenz zu, aber auch mit dem Frequenzabstand der beiden Ultrafrequenzen, also der Höhe der entstehenden Niederfrequenz. Die niederfrequente Lautstärke ist der Intensität des Ultraschalls proportional.

Läßt man die eine der beiden Schallquellen konstant und moduliert man die andere frequenzmäßig, so wird diese Modulation durch das Zusammenwirken beider Schallquellen hörbar. Damit nicht schon durch die Nichtlinearität des Ionophons ein hörbarer Schall entsteht, muß jede Amplitudenmodulation des Ultraschalls vermieden sein. Um die Modulation frei von einem störenden Differenzton zu erhalten, werden die beiden Ultrafrequenzen entweder so dicht benachbart gewählt, daß der Differenzton unter 50 Hz liegt oder sie werden so stark verschieden gemacht, daß der Differenzton selbst oberhalb der Hörbarkeitsgrenze liegt. Klein hofft, den Abstand der beiden Ionophone später so weit vergrößern zu können, daß zwischen beiden eine tönende Luftfläche entsteht, und will so einen Lautsprecher ohne Membran und Trichter verwirklichen. Pimono¹⁾ berichtet auch über die Modulation stehender Ultraschallwellen durch ein niederfrequentes Schallfeld und spricht in diesem Zusammenhang von einem „Gasmikrophon“. Er bezeichnet damit die Möglichkeit, den entstehenden modulierten Ultraschall mit einem sehr kleinen Kristallmikrophon aufnehmen zu können. Die Modulation des Ultraschalls durch das niederfrequente Schallfeld ist auf die Druckbäuche beschränkt. Demnach würde sich der nichtlineare Vorgang in der Luft (vorausgesetzt, daß dieser wirklich die Ursache der beobachteten Erscheinung ist) so auswirken, daß in den Druckknoten Energie abgegeben, in den Druckbäuchen aufgenommen werden kann. Eine befriedigende theoretische Erklärung wird in Aussicht gestellt.

Die von Pimono¹⁾ beigefügte Erweiterung auf elektromagnetische Wellen und der Versuch einer neuartigen Deutung des Luxemburg-Effektes dürfte auf einem Irrtum beruhen. Roe.

Senderröhren mit Siedekühlung¹⁾

Bei der bisher üblichen künstlichen Kühlung mit Wasser konnten $40 \dots 60 \text{ W/cm}^2$ Anodenverlustleistung abgeführt werden, bei besonders hoch ausgenutzten Röhren bis zu 100 W/cm^2 . Bei Kühlung mit Preßluft wurden bis zu 50 W/cm^2 erreicht, doch ist dann bereits eine hohe Luftgeschwindigkeit erforderlich, die ein unangenehmes Geräusch verursacht. Die Siedekühlung

1) Ch. Beurtheret, Progrès récent dans la constitution externe des tubes de puissance: Le Vapotron: Bull. SFE 7e série, Bd. IV [Jan. 1954], H. 37, S. 36 ... 43.

1) L. Pimono¹⁾, Modulation d'ondes stationnaires ultra-sonores dans l'air: Ann. Télécomm. Bd. 9 [Jan. 1954], H. 1, S. 24 ... 27.

2) S. Klein, Forte démodulation dans l'air de deux ultrasons de fréquences différentes: Ann. Télécomm. Bd. 9 [Jan. 1954], H. 1, S. 21 ... 23.

wurde bereits 1911 für Röntgenröhren und 1918 von *Telefunken* für Senderöhren verwendet. Bei den damals benutzten glatten Anodenflächen ergaben sich aber instabile Erwärmungsvorgänge. Ein Patent von P. E. Privett (1934), das Siedekühlung und anschließende Kondensation in einem geschlossenen Kühlkreis zum Gegenstand hatte, wurde nicht praktisch ausgenutzt. Ch. Beurtheret untersuchte Anfang 1950 eine ursprünglich für Preßluftkühlung gebaute Röhre, deren äußere Anodenfläche durch warzenartige Ausbuchtungen vergrößert war, auf ihr Verhalten bei Siedekühlung. Bei dieser Art von Anodenfläche traten die früher beobachteten instabilen Erwärmungen nicht mehr auf.

Dies ist folgendermaßen zu erklären: Der Wärmeübergang zwischen einer glatten Metalloberfläche und Wasser steigt zunächst mit dem Temperaturunterschied zwischen Metall und Wasser an. Bei einem Temperaturunterschied von 25°C hat die Kurve aber ein scharfes Maximum. Bei größeren Temperaturunterschieden wird der Wärmeübergang wieder erheblich schlechter. Dies hat seine Ursache darin, daß sich immer größere Dampfblasen an der Metalloberfläche bilden, die den Wärmeübergang behindern. Bleibt die Wärmezufuhr zu der Metalloberfläche unabhängig von der Temperatur, wie dies bei der Anode einer Elektronenröhre infolge des Elektronenbombardements der Fall ist, so kann an Stellen, an denen durch Zufall eine stärkere Dampfbildung einsetzt, bei hinreichender Wärmezufuhr die Temperatur so weit ansteigen, daß das Maximum der abführbaren Wärme überschritten wird. Dann setzt ein labiler Vorgang ein, da bei weiterem Ansteigen der Temperatur nicht mehr sondern weniger Wärme abgeführt wird, wodurch die Temperatur weiter ansteigt. Schließlich wird an dieser Stelle die Schmelztemperatur des Anodenmaterials erreicht und die Röhre zerstört.

Bei der von Ch. Beurtheret benutzten Röhre tritt Siedekühlung zunächst nur zwischen den einzelnen Buckeln der kühlenden Oberfläche auf. Die Flanken und Rücken der Ausbuchtungen haben in diesem Stadium aber noch eine so geringe Oberflächentemperatur, daß sie nicht wesentlich zur Wärmeabfuhr beitragen. Mit zunehmender Verlustwärme dehnt sich das an der Siedekühlung beteiligte Gebiet der Anodenfläche immer mehr aus, wobei die Buckel eine Ausdehnung von Zonen unzulässig hoher Temperatur verhindern. Bei Versuchen konnten auf diese Weise bis 300 und sogar 500 W/cm^2 abgeführt werden. Aus Sicherheitsgründen beschränkte man sich im praktischen Betrieb allerdings zunächst auf 120 W/cm^2 , wird aber auf Grund der guten Ergebnisse in Zukunft größere Verlustleistungen zulassen. Die Röhren können vor allem dann stärker beansprucht werden, wenn es sich um kurzzeitige Belastungen handelt, wie sie bei Industriegeneratoren zur Erzeugung von Hochfrequenzwärme üblich

sind. Dies wurde z. B. von der *Compagnie Française Thomson-Houston* bei einem 500-kW-Generator ausgenutzt. Eine wesentliche Steigerung der Wärmeabfuhr wird möglich sein, wenn die technologische Gestaltung der Röhre höhere Betriebstemperaturen der Anode zuläßt.

Die Kondensationswärme des bei der Siedekühlung entstehenden Wasserdampfes kann (bei geschlossenem Kreislauf) entweder zur Erzeugung von Warmwasser oder Warmluft ausgenutzt werden oder man kann bei (offenem Kreislauf) das Kondensat als destilliertes Wasser verwenden. Mehrere 100-kW-Sender in Villebon und Sélestat arbeiten mit je 5 siedekühlten Röhren TH 445 („Vapotrons“). Roe.

BUCHBESPRECHUNGEN

Fernseh-Empfangstechnik.

1. Teil, ZF-Stufen. Von A. G. W. Uitten s. X, 194 S. mit 123 Abb. u. 4 Tab.
2. Teil, Schwungrad-Synchronisierung von Sägezahngeneratoren. Von P. A. Neeteson. 154 S. mit 118 Abb.

Bücherreihe über Elektronen-Röhren Band VIII A und VIII B, *Philips Technische Bibliothek*, Verlag *Deutsche Philips GmbH*, Hamburg 1. Preis in Ganzleinen geb. je 14 DM.

Im Gegensatz zu den meisten Werken der heute bereits recht umfangreichen Literatur über die Fernseh-technik behandeln die Verfasser in ausführlicher und überaus anschaulicher Weise ausgesuchte Teilgebiete.

Der Band „ZF-Stufen“ bringt in 7 Kapiteln alle Fragen der Breitbandverstärkung mit Pentoden im Frequenzgebiet von $10 \cdots 100\text{ MHz}$. Neben grundsätzlichen Fragen der Verstärkung und Bandbreite bei Kopplung mit Zweipol- und Vierpol-Netzwerken werden die Durchlaßcharakteristik des gesamten Verstärkers und die auftretenden Verzerrungen bei Zweiseitenband- und Restseitenband-Systemen mit der für eine erfolgreiche Arbeit auf diesem wichtigen Gebiet notwendigen Ausführlichkeit behandelt. Dem Rauschen und der Rück- und Gegenkopplung ist breiter Raum gewidmet, weil das Röhrenrauschen und die Kopplungen über die Röhren Elektroden das Verhalten des ZF-Verstärkers maßgebend beeinflussen. Für den Praktiker sind Anwendungsbeispiele (Bestimmung der erforderlichen Empfindlichkeit eines Verstärkers, Verstärkung des Eingangs- und ZF-Kreises, Wahl der Röhren und gestaffelte Abstimmungssysteme) von besonderem Interesse.

Der zweite Band über die „Schwungrad-Synchronisierung“ bringt in ausführlicher und exakter Darstellung eine Analyse der Schwungradeigenschaften von Resonanzkreisen (Schaltungen und Spezialröhren) und untersucht die bei der Synchronisierung derartiger Kreise durch kurzzeitige Impulse und periodische Reihen kurz-

zeitiger Impulse auftretenden Fragen. Die automatische Phasenkontrolle im stationären und Übergangszustand wird grundsätzlich und unter dem Einfluß von Störungen behandelt. Die technischen Möglichkeiten bei der Anwendung von Spezialfiltern werden diskutiert und die Auswirkungen einer Störung für den Fall eines gedämpften ausschlagenden Übergangszustandes und den Fall einer überkritischen Dämpfung werden in der auftretenden Verzerrung eines Fernsehbildes gezeigt. Praktische Schaltungen ergänzen diesen wichtigen Teil des Buches.

Die Philips Bücherreihe hat durch diese beiden Bände eine wertvolle Bereicherung erfahren. Bei der Durcharbeitung des gebotenen Stoffes wird es angenehm empfunden, daß längere mathematische Abhandlungen im Anhang gebracht werden, so daß der textliche Zusammenhang nicht gestört wird. Beide Werke können dem Fernsehtechniker als gute Arbeitsunterlage bestens empfohlen werden und werden sich bald einen großen Leserkreis sichern. -th

Dr. G. Leithäuser u. Dr.-Ing. F. Winckel:

Fernsehen. 437 Seiten mit 346 Abb.

Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1953

Im Laufe des Wintersemesters 1951/52 wurde zusammen mit dem Elektrotechnischen Verein in Berlin und der Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft im Außeninstitut der Technischen Universität eine Vortragsreihe veranstaltet, in welcher durch namhafte Wissenschaftler und Techniker jedes Gebiet der Fernsehtechnik eingehend gewürdigt werden konnte. Da diese Vorträge auch zur Fortbildung der Fachingenieure beitragen, schien es geboten, sie in Buchform herauszubringen.

Das vorliegende Buch gibt somit einen weitgehenden Überblick über das Fernsehgebiet und enthält auch Einzelbeiträge führender Spezialisten mit eingehenden Angaben sowohl über Antennenanlagen als auch über Sender- und Studioteknik. Von besonderer Bedeutung ist auch die Übertragung von Fernsehsignalen im Weitverkehr, welche in der Zwischenzeit große technische Erfolge gezeitigt hat. Die üblichen Fernsehempfänger konnten im Rahmen des vorliegenden Buches etwas zurückgestellt werden, während Empfänger für Projektionszwecke einschließlich Großprojektion eingehender besprochen wurden. Auch die Fernsehmeßtechnik und das Farbfernsehen sind berücksichtigt worden. Ein besonders für die Entwicklung der Fernsehtechnik wichtiger Abschnitt findet sich als Bericht eines Spezialisten der RCA über das Fernsehen in Amerika.

Aufbau und technischer Inhalt des Buches sind besonders gut ausgewählt und dargestellt. Kurz vor Drucklegung des Buches sind die einzelnen Beiträge noch auf den neuesten Stand der Technik gebracht worden. Deshalb konnten die Ergebnisse der Stockholmer Konferenz vom Juni 1952 noch berücksichtigt werden.

MESSGERÄTE FÜR DIE FERNSEHTECHNIK

Fernseh-Bildabtaster FBA 30K

Mit dem Gerät werden Diabilder der Größe 24x32 mm auf optischem Wege mit der Bildwechselfrequenz von 50 Hz und der Zeilenfrequenz von 15 625 Hz abgetastet, die Lichtintensitätsänderungen in ein elektrisches Videosignal umgewandelt und dieses zu phasenstarken Synchronisier- und Austastimpulsen addiert.

Hochfrequenz- kurvenschreiber HK 200M

dient zur Aufzeichnung von Frequenzkurven im Frequenzbereich 1 ... 230 MHz. Wobbelhub $0 \dots \pm 10$ MHz, Ausgangsspannung $10 \mu\text{V} \dots 100$ mV.

Universal-Fernseh-Service- Gerät FWO 200 M

enthält sämtliche für Messungen an Fernsehempfänger notwendigen Einrichtungen: Prüf- und Wobbelsender 5 ... 230 MHz, Ausgangsspannung $10 \mu\text{V}$ bis 100 mV, Frequenzmarkengenerator, Quarzgenerator 5,5 MHz, Bildmuster-generator, Breitbandoszillograph.

Fernseh-Service-Gerät FSG 2

eignet sich mit seinem Bildmusterteil, welcher Rechteckspannungen, Synchronisier- und Austastimpulse liefert, und dem Hochfrequenzteil mit den Frequenzbereichen 20 ... 70 MHz und 170 bis 225 MHz mit einer definiert einstellbaren Hochfrequenzausgangsspannung von $100 \mu\text{V} \dots 100$ mV zur raschen Überprüfung von Fernsehempfänger, auch von solchen, die nach dem Inter-carrier-verfahren arbeiten.

Die Geräte können für die europäische Fernsehnorm und umschaltbar auch für andere Fernsehnormen geliefert werden.

ARTHUR KLEMT
OLCHING BEI MÜNCHEN

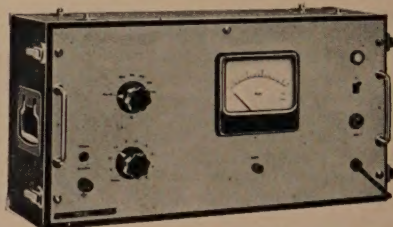
Meßgeräte im HF- u. Videogebiet

Meßgenerator Type MG-64 10 Hz ... 30 MHz
in 8 Frequenzbereichen

Unsicherheit der Frequenz $\pm 2\%$
Unsicherheit der Spannung $\pm 2\%$
Konstanz der Frequenz $> 0,02\%/\text{Std.}$

Röhrenvoltmeter und
Pegelmesser, Type PM-61
10 kHz ... 10 MHz

kleinste meßbare Spannung
— 8 N (0,25 mV)
größte meßbare Spannung
+ 2 N (5 V)



PM-61

WANDEL u. GOLTERMANN

RUNDFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.



Größerer Betrieb der Rundfunkbranche sucht

Technischen Direktor

mit Spezialkenntnissen im Bau von Rundfunk- und
Fernsehgeräten.

Verlangt werden: Nachweis über erfolgreiche Tätigkeit in leitender
Position der gleichen Industrie, gute konstruktive Begabung, Organi-
sationstalent und Durchschlagskraft.

Bewerber werden um Einsendung vollständiger Unterlagen wie
Zeugnisabschriften, handgeschriebenen Lebenslauf, Lichtbild, Refe-
renzen und Bekanntgabe der Gehaltswünsche gebeten unt. P. V. 4548